

UNIVERSITE DE GENEVE

FACULTE DES SCIENCES

Département de physique
nucléaire et corpusculaire

Professeur R. Mermoud

LE SYSTEME DE MONITORING DE HAUTE PRECISION
DU CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE DE
L'EXPERIENCE L3

THESE

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences, mention physique

par

JEAN OSSMANN

DE GENÈVE

THÈSE No 2372

GENEVE
1989

2220121

La faculté des sciences, sur le préavis de Messieurs R. MERMOD, professeur ordinaire et directeur de thèse (Département de physique nucléaire et corpusculaire), M. MARTIN, professeur ordinaire (Département de physique nucléaire et corpusculaire) et P. PIRQUÉ, professeur (Université de Princeton, U.S.A.) autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

GENÈVE, le 26 septembre 1989

Thèse



Le Doyen :

Pierre BURI

A handwritten signature in cursive script, appearing to read 'Pierre Buri'.

A mes parents

A Sekna

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier le Professeur Ronald Mermod de m'avoir accueilli dans son groupe et d'avoir dirigé ce travail de thèse. Il m'a apporté son plein soutien, tant sur le plan professionnel que sur le plan humain.

Le travail présenté est le fruit de la collaboration de tous les physiciens du groupe L3 -BGO-Genève. Je les remercie tous pour leurs contributions respectives, et plus particulièrement W. Ruckstuhl (aussi connu sous les noms de wru.xv ou wruck) qui a participé le plus étroitement à l'élaboration et à l'analyse des résultats du système de monitoring. Il fut pour moi un maître à penser, une sorte de gourou pour qui la physique, et surtout l'informatique peuvent aussi progresser par la méditation : muchas grazias Amigo ! Il ne faut pas oublier que ce système a pu voir le jour grâce à la participation des mécaniciens, dessinateurs, électroniciens, techniciens et informaticien du groupe, et je les en remercie.

Les données analysées n'auraient pas pu être enregistrées (et n'auraient d'ailleurs pas eu de sens) sans la collaboration de tout le groupe L3 -BGO. Je remercie spécialement S. Rosier du LAPP pour m'avoir transmis les constantes de calibrations des cristaux.

Je remercie également les Professeurs P. Piroué de l'Université de Princeton, et M. Martin de l'Université de Genève d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse, et d'avoir lu et commenté mon manuscrit.

Table des matières

1	Introduction	6
2	L'expérience L3	9
3	Le calorimètre e.m. au BGO	17
3.1	Conception du calorimètre	17
3.1.1	Le matériau scintillant : BGO	17
3.1.2	La structure du calorimètre	18
3.1.3	L'électronique	21
3.2	Performances du calorimètre : matrices tests et baril	26
3.3	Calibration et monitoring	27
4	Le développement du système de monitoring au xénon	31
4.1	Principes généraux du système	31
4.2	Les lampes au xénon	34
4.2.1	Choix du modèle	34
4.2.2	Forme de l'impulsion lumineuse	36
4.3	Les fibres et les mélangeurs	40
4.3.1	Les fibres primaires	40
4.3.2	Les mélangeurs de lumière	41
4.3.3	Les fibres secondaires	45
4.4	Le couplage aux cristaux	46
4.5	Les réflecteurs des cristaux	52
4.6	Le spectre délivré aux cristaux	53
4.7	Les détecteurs de référence	54
5	Configuration du système xénon pour le baril	60
5.1	Distribution de la lumière au cristaux	60
5.2	Les photomultiplicateurs	63
5.3	Les photodiodes	65

5.4	L'électronique d'acquisition	65
5.4.1	Evénements américium	67
5.4.2	Evénements xénon	69
5.4.3	Les différents veto	72
5.4.4	Le logiciel associé	73
6	Résultats de la calibration	75
6.1	Description des programmes d'analyse	76
6.2	Résolution des pics xénon	79
6.3	Intensité délivrée par les fibres optiques	84
6.4	Stabilité des fibres des cristaux : intercalibration	89
6.4.1	L'élimination des mauvais cristaux	90
6.4.2	Stabilité par période de calibration	91
6.4.3	Effets systématiques : groupes de cristaux et corrélation basse/haute intensité par cristal	95
6.4.4	Stabilité entre les périodes P1 et P2	99
6.5	Stabilité des détecteurs de référence	104
6.5.1	Les photodiodes	104
6.5.2	Les photomultiplicateurs	106
6.5.3	Stabilité relative des photomultiplicateurs et des photodiodes	115
6.6	Monitoring de la calibration absolue	117
6.7	Conclusions des données de la calibration	125
7	Utilisation du xénon au LEP	127
7.1	La calibration au LEP à l'aide du xénon	127
7.2	Simulation des effets de dommages dûs à l'irradiation	130
7.2.1	Génération des photons	131
7.2.2	Description de la collection de lumière	132
7.2.3	Modèle de dommages dûs à l'irradiation	139
8	Conclusions	145
A	La base des photomultiplicateurs	147
B	Sondes de température	148
C	Les piédestaux du BGO	149
C.1	'Pente' des piédestaux	149
C.2	L'effet 'jumbo'	150

Chapitre 1

Introduction

Le travail qui fait l'objet de cette thèse s'est déroulé dans le cadre du groupe de l'Université de Genève qui a participé à la réalisation du calorimètre électromagnétique au BGO de l'expérience L3, et qui a notamment pris en charge la conception, l'élaboration et l'opération d'un système de monitoring au xénon. L'expérience L3 est l'une des quatre expériences du collisionneur e^+e^- LEP du CERN. L'accélérateur LEP (Large Electron Project) est un anneau d'accélération et de stockage d'une circonférence de 27 kilomètres, situé dans un tunnel à une profondeur moyenne d'environ 100 mètres. Des paquets d'électrons et de positrons circulent en sens opposés, et se croisent en quatre points où ils produisent des collisions au centre des quatre détecteurs installés (Aleph, Delphi, L3 et Opal). L'énergie de chacun des deux faisceaux peut aller jusqu'à 55 GeV dans la première phase d'exploitation de la machine. Les premières périodes de prises de données vont se faire à l'énergie d'environ 91 GeV dans le centre de masse, c'est-à-dire au pôle du boson Z^0 . Une phase ultérieure d'exploitation à 100 GeV par faisceau est prévue, dans le but de produire des paires de bosons $W^- W^+$. Cette énergie sera atteinte avec l'installation de cavités accélératrices supraconductrices à radiofréquence.

Les raisons qui ont poussé à la construction d'une telle machine sont nombreuses. Le but initial, à l'époque des premiers projets, était l'étude des bosons porteurs de l'interaction électrofaible, dans le cadre de la théorie unifiée électro-faible. Bien que l'énergie des faisceaux soit plus modeste que celle des collisionneurs protons-antiprotons, l'énergie dans le centre de masse d'un événement est exactement égal à la somme des énergies des deux faisceaux. Avec les protons, qui contrairement aux électrons sont des particules composées, l'énergie se partage entre les quarks de valence, ceux de la mer, et les gluons. Dans les collisions à haute énergie, les événements intéressants sont ceux dans lesquels deux quarks interagissent, et dans ce cas, l'énergie dans le centre de masse des deux quarks est beaucoup plus faible que l'énergie des faisceaux. De plus, elle n'est pas mesurable, et répartie de manière inégale entre les deux quarks entrant en collision. En conséquence, le centre de masse n'est pas immobile dans le référentiel du laboratoire, ce qui rend difficile l'interprétation des états finaux. Finalement, les sections efficaces pour les processus intéressants sont beaucoup plus faibles dans les collisions de protons que dans celles

d'électrons. Avec la luminosité prévue de $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, on attend 30000 Z^0 par jour dans chaque détecteur.

Les quatre détecteurs du LEP sont tous des détecteurs quasi-universels, qui couvrent pratiquement 4π d'angle solide, mais on peut tout de même les classer en deux catégories. Dans la première, qui comprend Aleph et Opal, le choix de base est l'utilisation de techniques conventionnelles et sûres, mais poussées jusqu'à leurs meilleures limites et à grande échelle. Ces deux détecteurs permettent une bonne reconstruction des traces et identification des particules, et mesurent les énergies dans des calorimètres électromagnétiques et hadroniques classiques. Les muons sont identifiés dans des chambres entourant les détecteurs centraux. Delphi et L3 forment la seconde catégorie, celle des détecteurs utilisant des techniques 'révolutionnaires'. Delphi innove avec son système d'imagerie Cherenkov (RICH) pour l'identification des particules chargées. L3 a construit le meilleur calorimètre électromagnétique 4π de toute l'histoire, en utilisant pour la première fois à une si vaste échelle le BGO (germanate de bismuth) comme matériau scintillant. Une autre caractéristique de L3 est le très grand spectromètre à muons, chargé de mesurer l'impulsion des muons avec une précision de l'ordre de 2 %.

L'orientation générale de l'expérience L3 est la mesure la plus précise possible des leptons et des photons. Le but de construction est une précision meilleure que 1 % dans la détermination de l'impulsion des photons et des électrons d'énergie supérieure à quelques GeV, et meilleure que 2 % pour les muons. Cette direction est suivie sans compromis, ce qui implique des performances plus modestes dans la mesure des hadrons.

Avec ces caractéristiques, le détecteur L3 va se spécialiser dans les sujets d'analyse où il surpasse les autres détecteurs, en particulier les tests de précision de la théorie électrofaible, la recherche du toponium (bien qu'au vu des résultats négatifs des expériences actuelles, les chances de découverte au LEP phase 1 s'estompent), du boson de Higgs, et des recherches plus spéculatives dans les domaines jusqu'ici purement imaginaires tels que la 'supersymétrie' ou la théorie 'technicolor'. Les sujets les plus évidents sont les mesures de la masse du Z^0 , de sa largeur totale Γ_{tot} ainsi que la forme de ligne, des largeurs partielles propres à chaque type de désintégration, de l'asymétrie avant-arrière dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Toutes ces mesures vont livrer une valeur précise du paramètre $\sin^2 \theta_W$. Le comptage du nombre de neutrinos va constituer également un éclaircissement sur le modèle standard.

Le sujet de cette thèse étant purement instrumental et aucune donnée de physique n'étant disponible pendant le déroulement du travail, la théorie ne sera pas développée dans le texte. Le lecteur intéressé peut consulter la compilation d'articles concernant la physique au LEP [1]. L'orientation du texte est la suivante : les différentes parties du détecteur sont présentées au chapitre 2, tandis que la construction du calorimètre électromagnétique est détaillée au chapitre 3. Le chapitre 4 décrit les concepts, le développement et la définition de tous les paramètres du système de monitoring au xénon. La configuration finale du système monté sur les deux demi-barils (y compris l'électronique de lecture) fait l'objet du chapitre 5. Les performances du système lors de la calibration des demi-barils en faisceau au CERN sont analysées au chapitre 6. Une stratégie d'utilisation du système xénon pour

la calibration du calorimètre lors des futures prises de données au LEP est dévoilée au chapitre 7; ce dernier comprend également les résultats d'une étude de simulation d'effets dûs à l'irradiation des cristaux, et la manière de corriger ces effets avec le monitoring au xénon. Les conclusions concernant les performances et les possibilités du système sont finalement résumées au chapitre 8.

Chapitre 2

L'expérience L3

La composition en sous-détecteurs, la construction et les spécifications de ces sous-détecteurs sont présentées dans cette section. De plus amples détails et de nombreux dessins se trouvent dans la proposition technique de l'expérience [2]. Le détecteur se trouve dans le hall expérimental situé au point d'interaction numéro 2 du LEP, à 50 mètres sous terre. Sa construction en couches successives est visible à la figure 2.1. Les traces des particules chargées sont enregistrées dans la chambre centrale à dérive TEC (time expansion chamber) qui entoure le tube à vide. Les électrons et les photons déposent leur énergie en développant des gerbes dans le calorimètre électromagnétique au BGO. Les hadrons sont absorbés dans le calorimètre hadronique où les gerbes finissent de se développer. Seuls les muons s'échappent et pénètrent dans le spectromètre à muons qui analyse leur impulsion dans le champ magnétique de 0.5 Tesla qui règne dans l'ensemble du volume du détecteur. Celui-ci est produit par les bobines de l'aimant constituant la couche extérieure du détecteur.

La chambre centrale TEC a pour mission de mesurer le temps de vie des particules à une précision meilleure que 10^{-13} secondes, de déterminer la charge des électrons d'impulsion transverse jusqu'à 50 GeV/c, de distinguer les électrons des photons, de mesurer la multiplicité des particules chargées, de fournir une mesure de l'impulsion des particules permettant de distinguer les électrons des hadrons par la corrélation énergie-impulsion et de contribuer à l'analyse des jets. Le prometteur principe de la chambre à expansion temporelle a été retenu, en particulier à cause du peu de longueur de trace disponible dans l'espace laissé à l'intérieur du calorimètre électromagnétique, et du relativement petit nombre de canaux de lecture nécessaires pour ce principe. Ce dernier point permet de réduire la quantité de matière (structure moins rigide avec peu de fils d'anode) placée devant le BGO, ce qui évite une trop grande dégradation des performances de celui-ci. Le principe de la chambre TEC consiste en une division du volume de la chambre en deux parties, une à bas champ dans laquelle les électrons produits par la trace dérivent 'lentement' (~ 5 microns/nanosecondes), l'autre à haut champ où la vitesse de dérive est dix fois plus élevée, et où la multiplication a lieu près des fils d'anode. Les deux régions sont séparées par une fine grille. La lecture des fils est faite par des ADC rapides ('flash

ADC') qui échantillonnent les signaux à une fréquence de 100 MHz. Cette haute fréquence permet la reconstruction détaillée du profil des traces. La structure de la chambre est illustrée à la figure 2.2. Le tube à vide en beryllium d'un diamètre de 156 millimètres est intégré à la chambre, elle-même divisée radialement en deux parties. La partie interne (TEC I) se développe entre 96 et 132 millimètres autour du faisceau, et comporte 12 segments en ϕ . La chambre externe (TEC O) est concentrique et s'étend jusqu'à un rayon de 460 millimètres. Elle est séparée de la première par des fils modelant le champ électrique. Des chambres proportionnelles entourant la TEC améliorent l'information sur la position selon la coordonnée parallèle à l'axe du faisceau. La possibilité de remplacer la chambre intérieure par une autre montée sur un tube de faisceau d'un diamètre inférieur a été prévue. La longueur totale de la chambre dans l'axe du faisceau est de l'ordre du mètre, et la totalité de la matière présente entre le point d'interaction et le BGO ne dépasse pas 0.1 longueur de rayonnement. La résolution en position attendue est de 30 microns dans le plan transverse à l'axe du faisceau.

Entourant la chambre TEC, le calorimètre électromagnétique fait l'objet du chapitre 3. Il est lui-même entouré par le calorimètre hadronique. Ce dernier a pour rôle la mesure de l'énergie totale des événements en complément du calorimètre électromagnétique. Cette mesure sert à discriminer les événements physiques du bruit de fond (cosmiques, 'beam gas', $\gamma\gamma$ pour la physique du Z^0). A la masse du Z^0 , environ 70 % des événements comportent des hadrons dans l'état final. Le calorimètre mesure également la direction des jets hadroniques, et agit comme un filtre à muons. La structure mécanique est divisée en un baril, deux bouchons ('end caps') et un filtre à muons (figure 2.3). Le baril est constitué de 9 anneaux de 16 modules chacun. Chaque module est formé d'une alternance des couches d'uranium appauvri et de chambres proportionnelles multifils fonctionnant avec un mélange 90 % CO_2 10 % Ar. Environ 60 plans de chambres sont présents dans un module. Vu la forme des bouchons, leur subdivision et les modules les composant sont différents du baril, mais le principe uranium/chambres à fils est le même. Autour du baril est situé le filtre à muons. Il sert à blinder les chambres à muons des produits de désintégration de l'uranium, et à améliorer l'efficacité d'identification des muons. C'est une succession de couches d'absorbant en laiton et de tubes proportionnels. La résolution en énergie mesurée est de $55 \% / \sqrt{E(\text{GeV})} + 5 \%$ pour les pions et $34 \% / \sqrt{E(\text{GeV})}$ pour les électrons.

Le sous-détecteur à la position la plus externe est constitué par le détecteur de muons. Sa tâche est une mesure précise de l'impulsion des muons de haute énergie. Les chambres à muons associées à l'aimant constituent un spectromètre magnétique capable de mesurer la courbure de la trajectoire des muons sortant du détecteur. Le pouvoir d'analyse d'un tel spectromètre est proportionnel à Bl^2 , B étant l'intensité du champ magnétique et l la distance parcourue par la particule dans le spectromètre. Malgré l'utilisation d'un aimant classique au champ relativement modeste de 0.5 T, les grandes dimensions du détecteur à muons rendent L3 sans concurrence sur ce point. La structure générale du détecteur est visible à la figure 2.1. Il est composé de deux fois huit identiques 'octants'. Chaque octant est un ensemble de cinq grandes chambres à dérive groupées en trois plans

(figure 2.4). Ces trois couches de chambres couvrent complètement 2π en ϕ et jusqu'à 44° en θ . Les muons émis à un angle inférieur manqueront au moins un plan de chambres, et donc leur impulsion sera déterminée moins précisément. La longueur totale du détecteur dans la direction du faisceau est de plus de 11 mètres. La position radiale des chambres extérieures est à 5.43 mètres du faisceau, alors que les chambres intérieures se trouvent à 2.53 mètres du faisceau. Le parcours des muons dans le spectromètre est donc de 2.9 mètres, au cours desquels il sera dévié de ~ 4 millimètres (flèche) si son impulsion est de 45 GeV. Pour atteindre une précision de 2 % dans la détermination de l'impulsion, la mesure des positions relatives dans les trois plans de chambres doit être assurée à mieux que 80 microns. L'alignement des chambres d'un octant est monitoré au moyen d'un système de laser UV, et à l'aide des rayons cosmiques quand l'aimant est déclenché. La plupart des muons de haute énergie ne traversant qu'un octant, l'alignement des différents octants ne représente pas un point critique. La résolution par fil obtenue avec des muons cosmiques est de l'ordre de 130 microns. Les traces étant mesurées par N couches de fils dans chacun des trois plans ($N = 16$ pour les plans intérieur et extérieur, et 24 pour le plan médian), la résolution en position réelle obtenue est de l'ordre de 60 microns. Cela donne une résolution en impulsion de 1.9 % à 45 GeV. Les chambres des octants mesurent la coordonnée θ des traces. A l'intérieur des plans internes et à l'extérieur des plans externes se trouvent des chambres additionnelles qui mesurent la coordonnée z des traces, lesquelles ne subissent aucune déviation selon cette coordonnée.

L'aimant entourant l'ensemble du détecteur produit un champ de 0.5 T, homogène sur un volume de 1300 mètres cubes. La bobine est constituée de 168 'spires' octogonales d'aluminium d'un poids total de 1000 tonnes, dans laquelle un courant de 30 kA doit circuler. Elle est entourée d'une structure d'acier de 6600 tonnes formant une couronne et deux portes latérales, qui assure le retour du flux magnétique et améliore la densité et l'homogénéité du champ.

Pour la physique à petits angles, une paire de calorimètres en BGO est située autour du tube de faisceau, symétriquement de part et d'autre du point d'intersection, comme la figure 2.5 le montre. Ce détecteur, appelé 'moniteur de luminosité', couvre un angle compris entre 30 et 62 milliradians. En plus de la mesure de l'énergie, la direction des particules chargées sera déterminée par des chambres proportionnelles situées devant chacun de ces détecteurs. A part la physique de deux γ , le rôle fondamental de ces détecteurs est la mesure à 1 % de la luminosité (par exemple, la connaissance de la luminosité relative est nécessaire pour déterminer avec précision la largeur du Z^0).

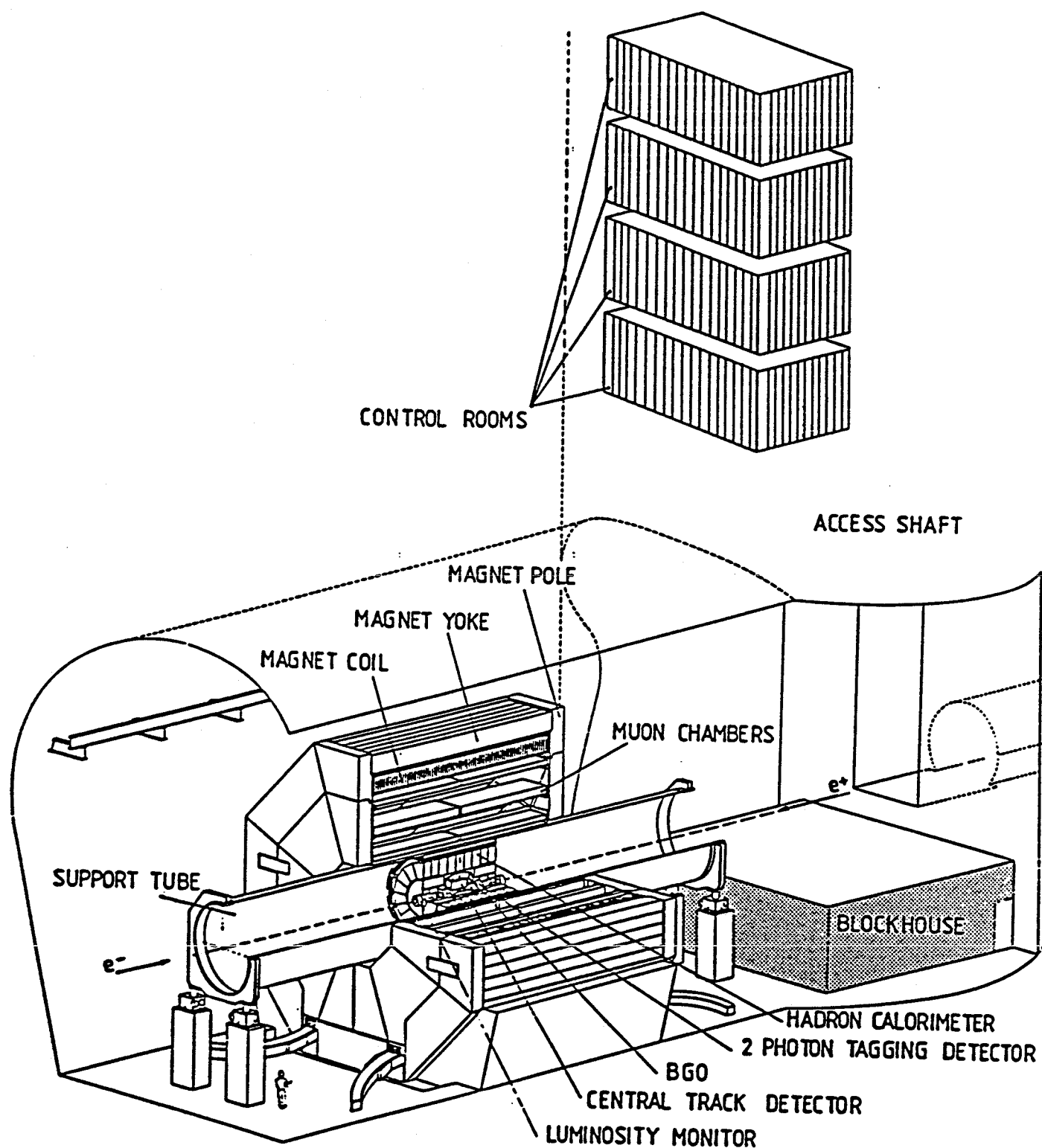
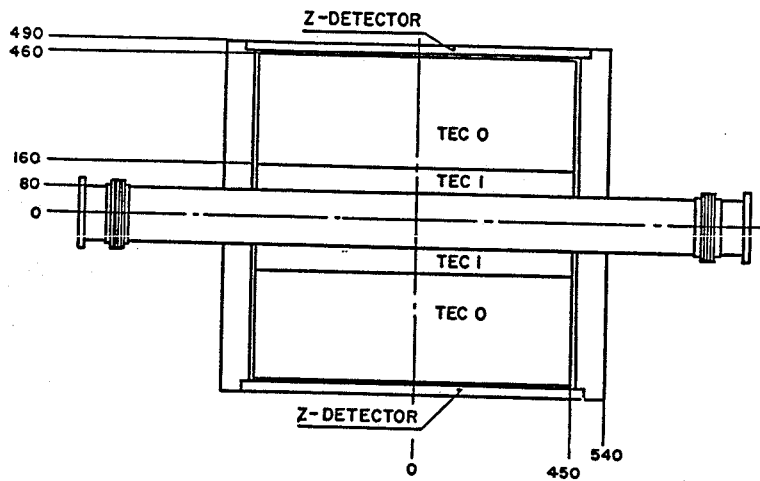
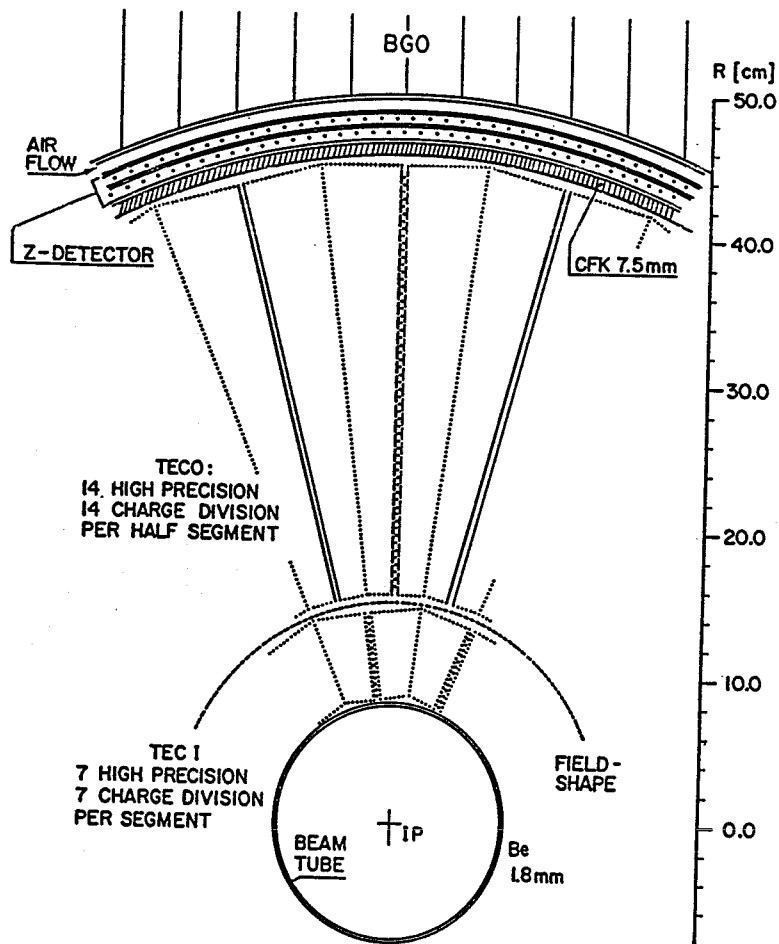


Figure 2.1: Vue d'ensemble de l'expérience L3

L3 VERTEX CHAMBER GEOMETRY



L3 VERTEX-CHAMBER

Figure 2.2: La chambre TEC : vue en coupes transverse et longitudinale

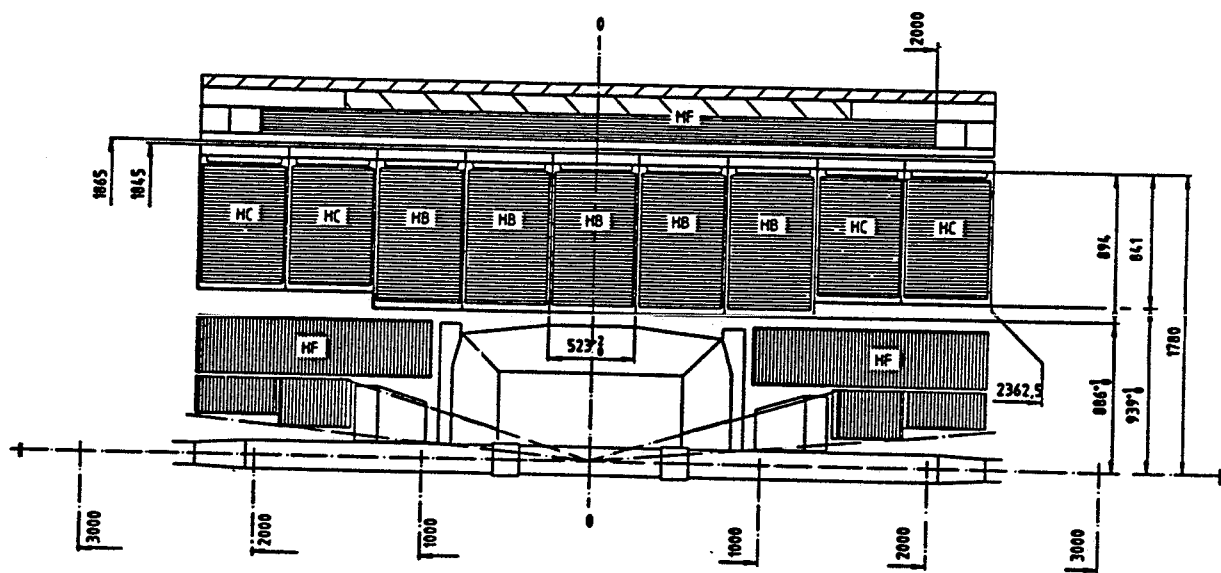
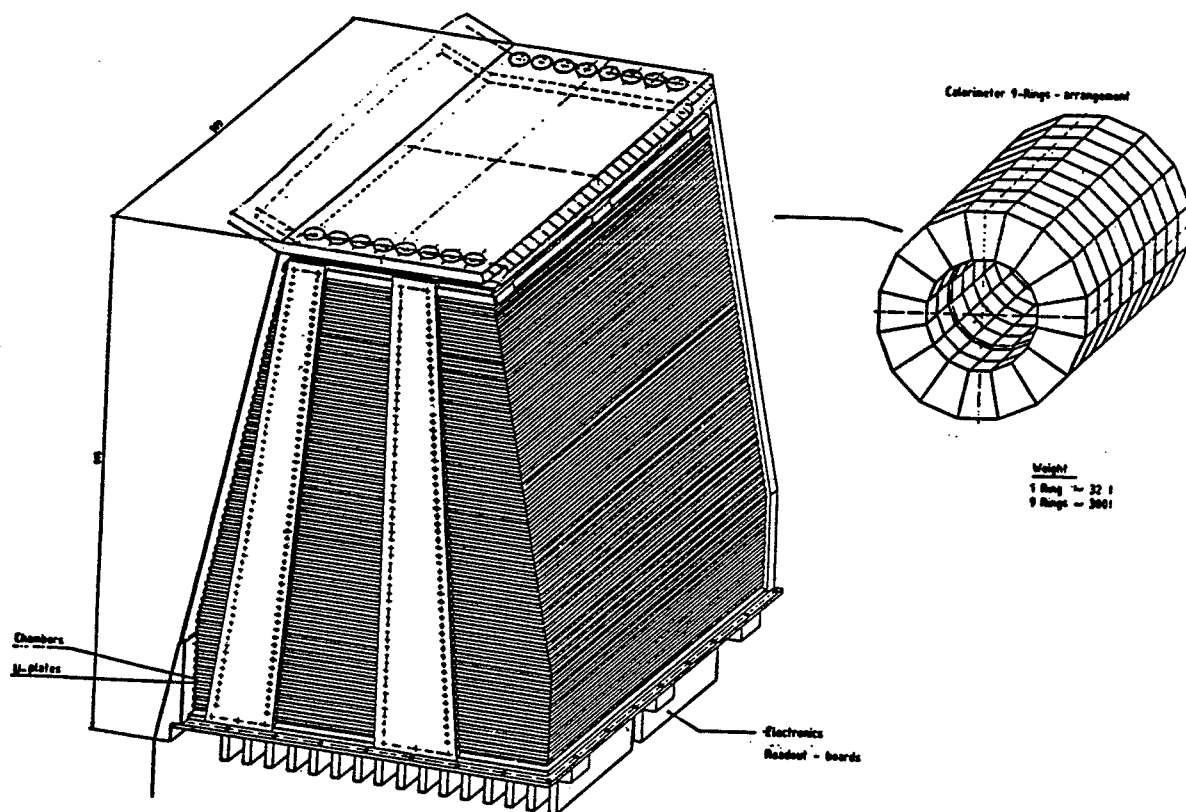


Figure 2.3: Le calorimètre hadronique : vue d'ensemble, coupe, et détail d'un module

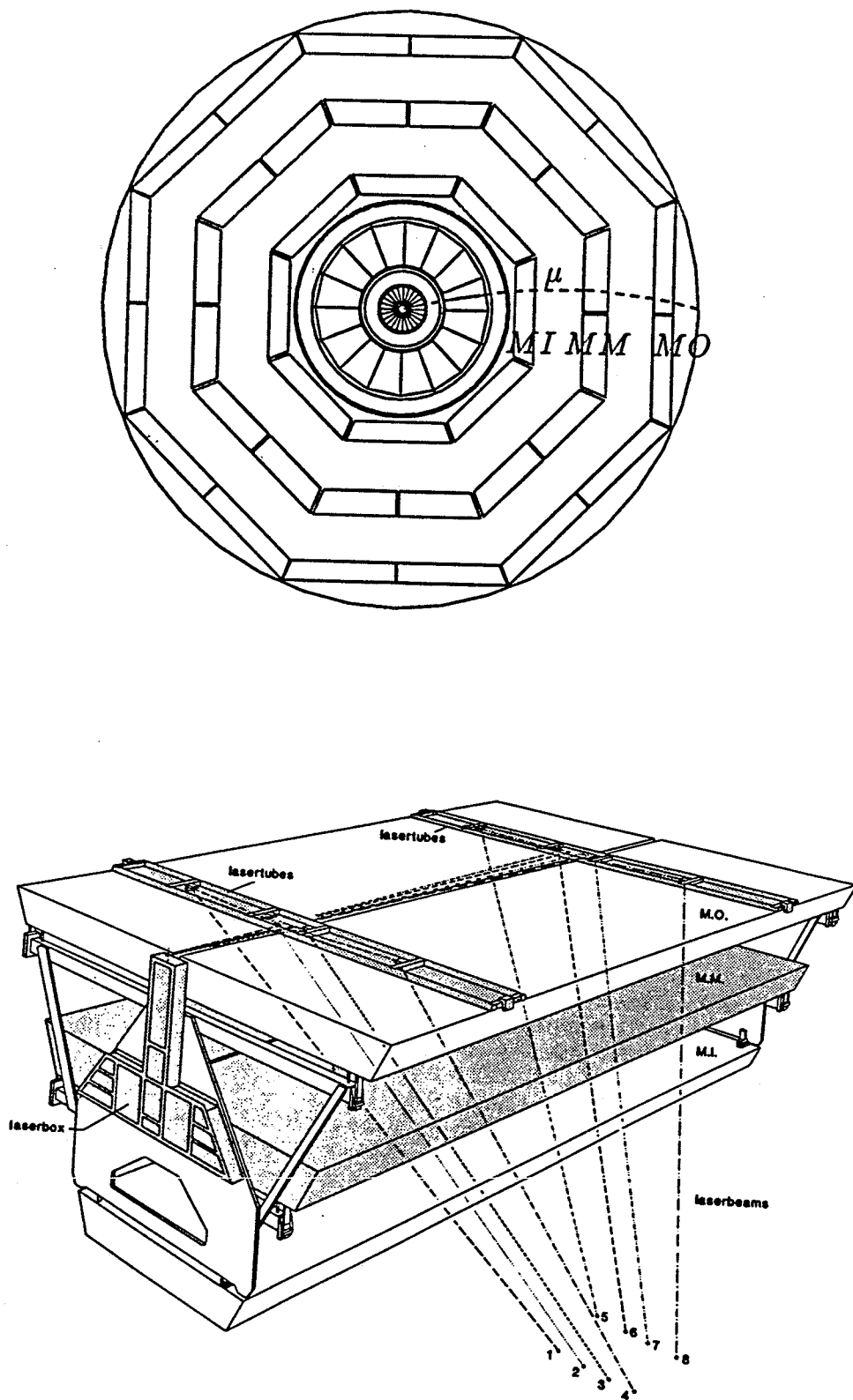


Figure 2.4: Le spectromètre à muons : vue générale en coupe, et détail d'un octant

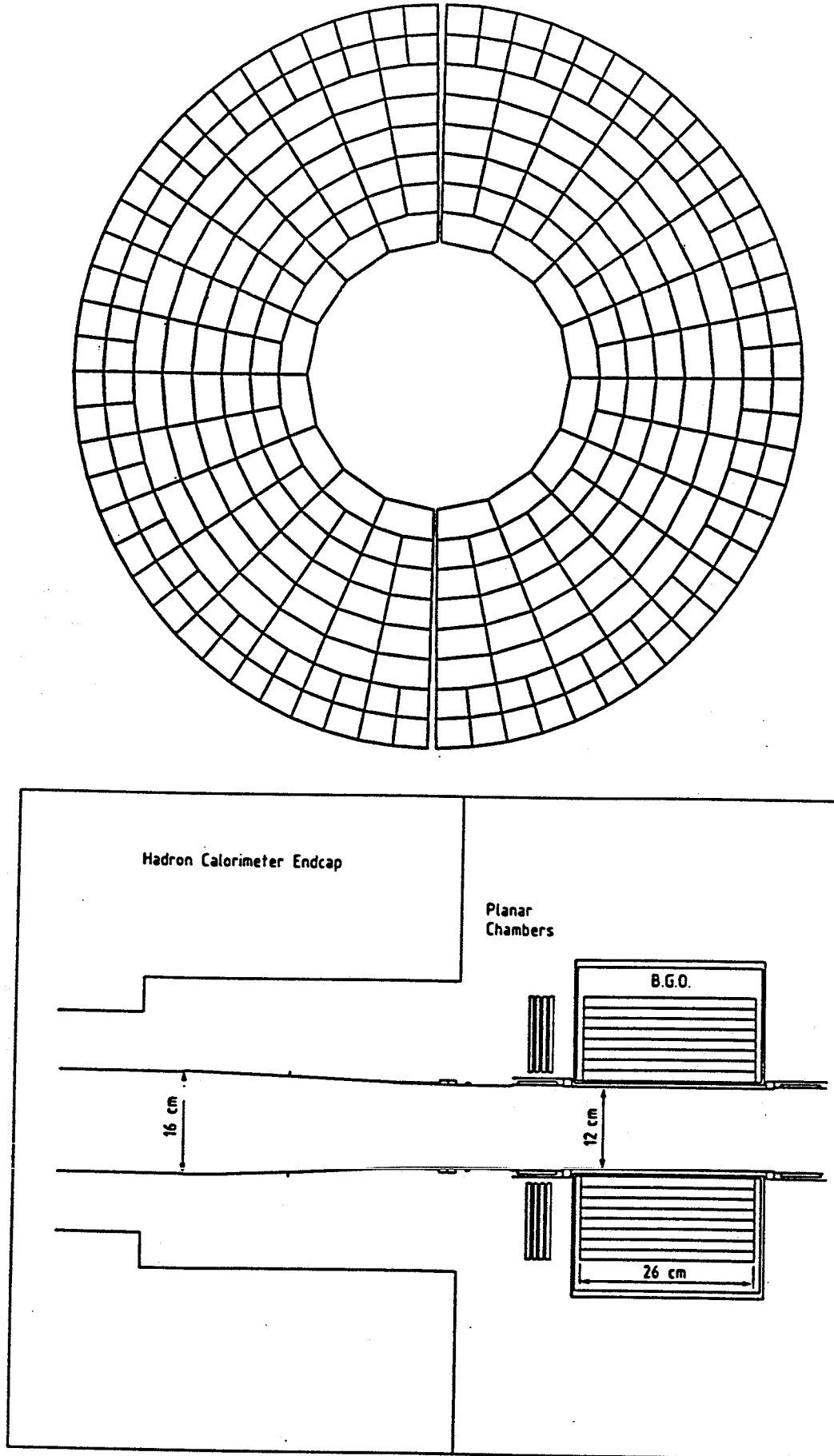


Figure 2.5: Le moniteur de luminosité d'un côté du détecteur : coupes transversale et longitudinale

Chapitre 3

Le calorimètre e.m. au BGO

Le rôle du calorimètre électromagnétique est de détecter les électrons, les positrons et les photons, de les identifier et de mesurer leurs énergie et position. Pour pouvoir atteindre les buts physiques que se propose l'expérience L3, les exigences sur les performances du calorimètre sont très élevées : réjection des hadrons de l'ordre de 1000, pouvoir de séparation des gerbes dans un jet étroit, résolutions en énergie et angulaire les meilleures possibles. L'accent est spécialement porté sur une résolution en énergie meilleure que 1 % au-dessus de quelques GeV et de 4-5 % à 100 MeV.

3.1 Conception du calorimètre

3.1.1 Le matériau scintillant : BGO

Les spécifications concernant la résolution en énergie ne peuvent être réalisées qu'avec un calorimètre homogène à absorption totale, car les calorimètres à échantillonnage sont limités par les fluctuations du rapport des pertes d'énergie dans les milieux actifs et passifs. Les calorimètres homogènes en verre au plomb produisent un nombre de photoélectrons par unité d'énergie déposée trop faible, ce qui implique une mauvaise résolution à basse énergie. Les meilleures performances peuvent être obtenues avec les calorimètres homogènes à scintillation. Le matériau le plus prometteur est le Germanate de Bismuth ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) appelé plus simplement BGO, dont les principales propriétés sont résumées à la table 3.1. L'avantage majeur du BGO est sa très courte longueur de rayonnement donnant lieu à des gerbes très compactes, ce qui permet la construction d'un calorimètre de dimensions réduites. La faible étendue latérale des gerbes rend possible l'obtention d'une bonne résolution angulaire malgré une faible distance (50 centimètres) au point d'interaction. La résolution en énergie intrinsèque du BGO est excellente, n'étant due qu'à la statistique des photons de scintillation produits par la gerbe. Il existe malgré tout certains inconvénients physiques : fragilité mécanique, production de lumière environ six fois moindre que celle du NaI(Tl), indice de réfraction élevé rendant difficile l'extraction de la lumière hors du

cristal. (Par contre, le BGO n'est pas hygroscopique). De plus, le prix de revient est élevé, et la fabrication en grande quantité de cristaux de grandes dimensions de qualité suffisante et constante n'était pas maîtrisée au moment de la décision de construire le calorimètre en BGO. Pour toutes ces raisons, la réalisation de ce calorimètre a été un véritable défi physique et technologique.

Un grand travail de recherche a été fait dans la fabrication de cristaux de grande taille et de haute pureté, dans la définition des critères d'acceptance et dans la méthode de mesure systématique des propriétés de tous les cristaux à leur réception. De nombreux contacts avec des industries de pays variés eurent lieu, et des cristaux de différents types de fabrication ont été testés. Le choix du fabricant s'est finalement porté sur le Shangai Institute of Ceramics en Chine. La croissance des cristaux est faite par le lent refroidissement d'un mélange de poudre de Bi_2O_3 et de GeO_2 (fourni par l'ITEP de Moscou) préalablement fondu. Les cristaux sont ensuite coupés et polis aux dimensions, dans des tolérances d'un dixième de millimètre.

densité	7.13 g/cm
indice de réfraction	2.15
longueur d'onde au pic d'émission	480 nm
temps de décroissance d'émission	350 ns
coefficient de température	-1.5%/°C
émission de lumière comparé au NaI(Tl)	0.15
longueur de rayonnement	1.12 cm
rayon de Molière	2.7 cm
longueur d'interaction nucléaire	22 cm
dE/dx au minimum d'ionisation	9.2 MeV/cm

Table 3.1: propriétés du BGO

3.1.2 La structure du calorimètre

La subdivision du calorimètre en cristaux ainsi que la structure portante de ces cristaux doit concilier les exigences de la physique (taille des cristaux, minimum de matière dégradant la résolution) et de la faisabilité mécanique. La forme du calorimètre électromagnétique, situé entre la chambre TEC et le calorimètre hadronique, est donnée par la géométrie en couches concentriques de l'expérience L3 (figure 2.1). La partie centrale (baril) est un cylindre dont les rayons sont compris entre 50 et 85 centimètres de l'axe du faisceau. Ce baril est séparé en deux moitiés identiques par un plan de symétrie perpendiculaire à l'axe du faisceau, pour des raisons de construction mécanique et pour permettre la calibration préalable en faisceau de tous les cristaux le composant. La couverture angulaire est totale en ϕ (ϕ est l'angle contenu dans le plan perpendiculaire au

faisceau), et descend jusqu'à 42° en θ (θ est l'angle dans le plan du faisceau, avec $\theta = 0$ pour la direction du faisceau). Les bouchons (endcaps) situés aux deux extrémités du baril complètent la couverture en θ jusqu'à 13° . Dans une première étape, l'expérience prendra des données avec le seul baril comme calorimètre électromagnétique. Au moment de ce travail, les bouchons n'existaient qu'à l'état de projet. Il est à noter que les moniteurs de luminosité, qui couvrent l'angle de 3.5° à 1.7° de part et d'autre du détecteur, sont aussi constitués de cristaux de BGO.

Les cristaux composant le baril sont de forme pyramidale tronquée de 24 centimètres de longueur, avec une face avant (regardant le point d'interaction) d'environ 2×2 centimètres carrés et une face arrière d'environ 3×3 centimètres carrés. Le baril comprend 7680 cristaux disposés en 160 rangées selon ϕ et 48 rangées selon θ (figure 3.1). Tous les cristaux ont leur axe dirigé vers le point d'interaction, mais avec une légère déviation pour éviter que des particules puissent traverser le calorimètre complètement dans l'interstice séparant deux cristaux. Il y a 24 types de cristaux qui sont fonction de la position angulaire en θ , les 160 cristaux arrangés selon ϕ à θ constant étant identiques. Ils se distinguent par des dimensions des faces avant et arrière légèrement différentes. Compte tenu de la disposition des cristaux, les faces avant de chaque type de cristal sont aussi semblables que possible, et l'espace entre les cristaux est minimisé. Les cristaux sont maintenus par une structure portante composite en résine d'époxy/fibre de carbone, chacun étant logé dans une alvéole qui supporte le poids de son cristal, aucune force ne s'exerçant d'un cristal à l'autre. L'épaisseur de la paroi entre deux cristaux est seulement de 200 microns. Toutes les alvéoles sont fixées sur un cylindre de même matériau entourant la TEC, de 10 millimètres d'épaisseur. La performance de cette structure se résume en deux chiffres : 140 kilos pour porter plus de 10 tonnes de BGO. L'épaisseur de BGO correspond à 22 longueurs de rayonnement, ce qui assure que les fluctuations d'énergie déposée (perte à l'arrière) seront largement inférieures à 1% rms, même pour les énergies de 100 GeV de la phase 2 du LEP.

A l'arrière des cristaux, la lumière de scintillation (ainsi que celle du système de monitoring au xénon) est collectée par deux photodiodes S2262-01 de Hamamatsu d'une surface totale de 3 centimètres carrés. Elles sont collées aux cristaux par une colle époxy d'un indice de réfraction de 1.55. L'emploi de photomultiplicateurs est rendu impossible par la présence d'un champ magnétique de 0.5 Tesla, et également pour des raisons d'encombrement. Une caractéristique intéressante des photodiodes est leur domaine de linéarité très étendu.

Toutes les surfaces des cristaux sont polies et recouvertes d'une épaisseur de l'ordre de 50 microns de peinture blanche NE560¹. Cette peinture à très haute réflectivité réfléchit d'une manière diffuse les photons qui ne subissent pas la réflexion totale sur les faces du cristal. Le traitement des surfaces détermine la manière avec laquelle est collectée la lumière. Le meilleur traitement est celui qui amène la plus grande partie de la lumière aux photodiodes, de la manière la moins dépendante du lieu de scintillation dans le cristal. La forme pyramidale des cristaux est la cause d'une grande non-uniformité de collection

¹Nuclear Enterprises Limited

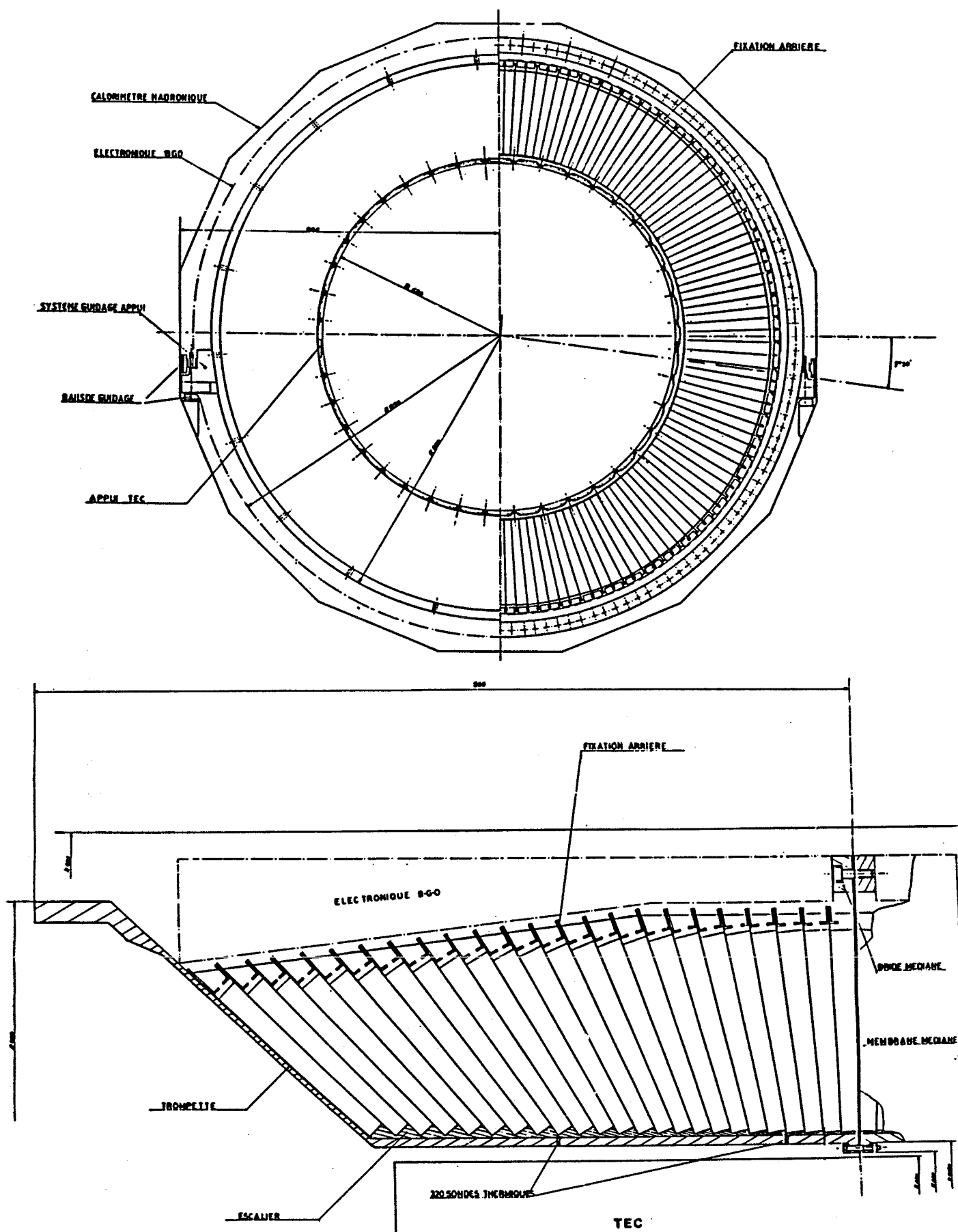


Figure 3.1: Arrangement des cristaux selon les sections transverse (en haut) et longitudinale (en bas) du calorimètre

intrinsèque. Le choix de la peinture sur les surfaces polies est le résultat d'un long travail au cours duquel de nombreux essais tels que le dépolissage d'une ou plusieurs faces, l'emballage dans une feuille de mylar aluminisé, ont été effectués. Il donne la meilleure collection totale, et une déviation d'uniformité de collection de moins de 10 % sur la longueur du cristal. Ces propriétés sont importantes car la résolution dépend du nombre de photons collectés, et la linéarité en énergie de l'uniformité de collection.

La haute résolution du calorimètre court un danger potentiel de dégradation en raison de la dépendance de l'émission de lumière en température. La température du calorimètre est stabilisée par un système de circulation d'un liquide de refroidissement dans des écrans thermiques. De plus, deux senseurs de température² sont placés sur certains cristaux : l'un est collé directement sur la face arrière du cristal, et l'autre sur la structure portante en fibre de carbone de la face avant du cristal.

3.1.3 L'électronique

L'électronique de lecture et de digitalisation des signaux des photodiodes associées aux cristaux a pour tâche de traiter des signaux compris dans une large gamme dynamique allant de quelques MeV à 100 GeV. Un effort tout particulier doit être fourni pour maintenir le bruit au niveau le plus bas, car c'est lui qui limite la résolution du calorimètre à basse énergie. Les détails de cette électronique peuvent être trouvés dans la référence [11]. Un résumé du fonctionnement est donné ici pour la compréhension de l'analyse présentée au chapitre 6. La figure 3.2 montre symboliquement les transformations que subissent les impulsions de scintillation avant d'être digitalisées, tandis que la figure 3.3 présente un schéma de l'électronique analogique jusqu'aux ADC.

L'emploi de photodiodes pour détecter la lumière de scintillation a été motivé à la section précédente. Elles ont l'avantage d'être beaucoup plus stables que des photomultiplicateurs, mais l'absence de multiplication impose l'utilisation d'amplificateurs. Un préamplificateur à faible bruit, basé sur un transistor à effet de champ (FET)³, et réalisé par l'Université de Lyon [9], est monté derrière chaque cristal. Ces préamplificateurs sont réunis par groupes de 24 sur des cartes correspondant chacune à une rangée ϕ de 24 cristaux, à une distance aussi faible que possible (quelques centimètres) des photodiodes. Ils produisent une impulsion de tension d'une amplitude proportionnelle à la charge collectée, d'un temps de montée égal au temps de décroissance des signaux des photodiodes (la scintillation du BGO a un temps de décroissance d'environ 350 nanosecondes à 20 °C [4,5,6]). L'impulsion de sortie de chaque préamplificateur, d'un temps de descente de 800 microsecondes, va dans un circuit ADC conçu et construit par l'Université de Princeton [10]. Deux cartes d'ADC contenant chacune 12 canaux sont montées pour chaque carte de 24 préamplificateurs. Elles sont groupées par 20 dans des boîtes de refroidissement couvrant 10 rangées ϕ , situées à l'extérieur du calorimètre hadronique. Le premier élément du

²AD590 et PL1000

³Toshiba 2SK147

circuit ADC est un 'pole-zero' qui sert à éliminer la queue de 800 microsecondes du signal pour ne laisser qu'un temps de descente de 1 microseconde. A ce stade, le signal est divisé en trois pour alimenter le canal de basse énergie, le canal de haute énergie, et le canal dit de la 'somme analogique' qui est utilisé à des fins de déclenchement. La séparation en canaux de basse et haute énergie est nécessaire pour couvrir toute la gamme dynamique utilisée avec un minimum de bruit. Comme la figure 3.3 permet de le voir, la différence consiste en un facteur de gain relatif de 34 entre les deux canaux. Le signal est intégré pour donner un niveau continu qui est suivi par le 'sample/hold'. Un temps fixe de cinq microsecondes après qu'un déclenchement ait été donné, le 'sample/hold' commute sur 'hold' et le niveau retenu passe aux chaînes d'amplificateurs/comparateurs. Chacun des deux 'sample/hold' est suivi de deux amplificateurs d'un gain d'un facteur quatre chacun. Un total de six niveaux d'amplification du signal est disponible. Un microprocesseur pilote la digitalisation, qui est effectuée à l'aide d'un DAC et de six comparateurs. Le meilleur comparateur est celui qui donne la plus haute tension tout en restant sous la saturation. Plusieurs modes d'acquisition sont disponibles, spécifiant lesquelles des lectures des comparateurs sont écrites sur bande magnétique. L'utilisation de ces modes sert à minimiser la quantité d'information écrite sur bande, en évitant d'écrire les valeurs des six lectures pour chaque événement. Les divers types de données (électrons, cosmiques, impulsions de calibration, piédestaux des canaux de basse et haute intensité) rendent nécessaire l'existence de plusieurs modes différents. La gamme dynamique obtenue par l'électronique couvre l'échelle 200000:1 avec une résolution de digitalisation d'au moins 0.1 % au dessus de 100 MeV, et une linéarité meilleure que 1 % sur toute l'échelle.

A part les signaux de la somme analogique, tous les signaux quittant les cartes ADC sont digitaux, ce qui évite la dégradation ('pick up noise') des signaux sur les longues

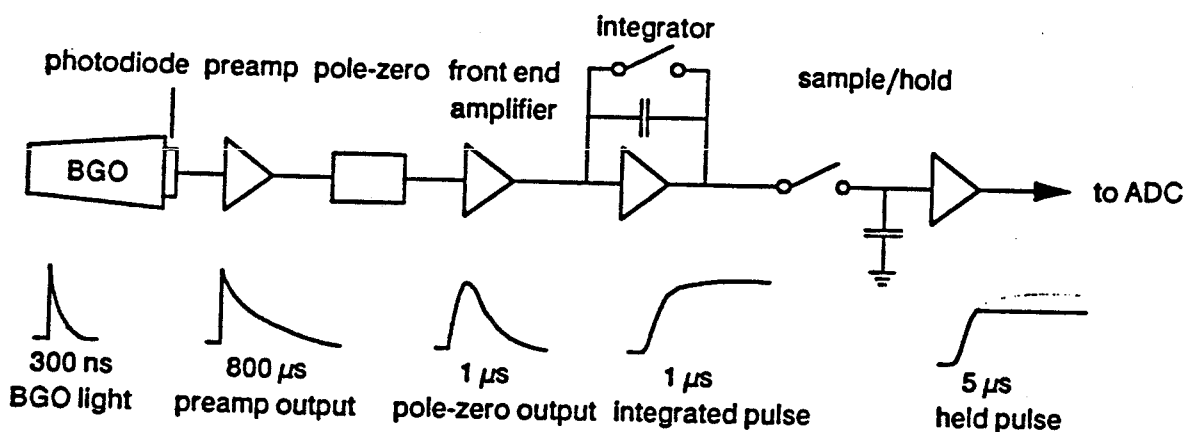


Figure 3.2: Mise en forme des signaux avant la digitalisation

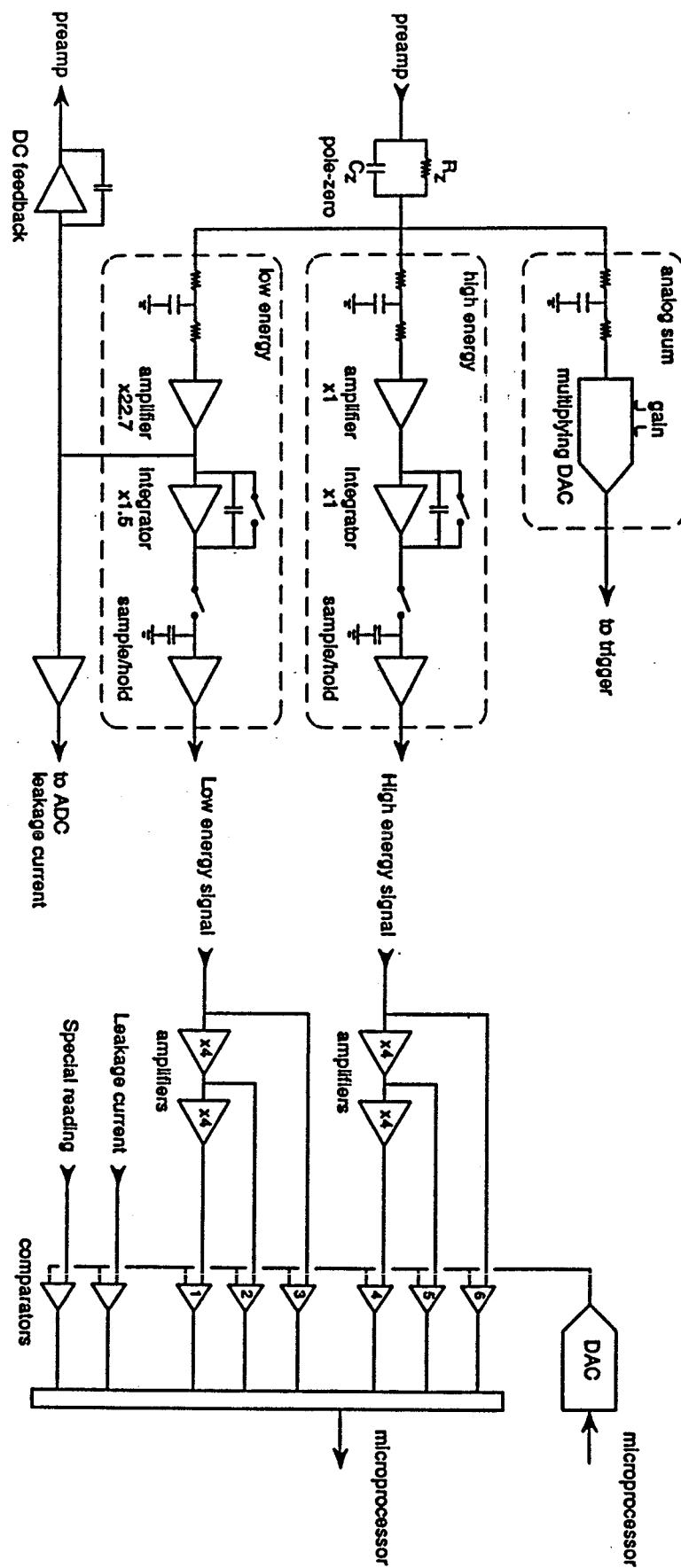


Figure 3.3: L'électronique d'amplification et de digitalisation du BGO

distances séparant le détecteur des salles de comptage. La collection des données est faite selon un système à quatre niveaux de microprocesseurs qui sont décrits dans [11]. Le taux de déclenchements admissible dépend du nombre de cristaux lus. Dans les meilleures conditions, le taux moyen admissible est de 500 Herz, et un taux instantané de 3000 Herz est supporté. La figure 3.4 montre le cheminement des signaux des cristaux à la salle de comptage.

La séquence temporelle de l'intégration dans l'environnement synchrone du LEP est montrée à la figure 3.5. Après avoir été remis à zéro, l'intégrateur commence son travail une microseconde avant le temps de collision, temps qui est donné par le cycle de l'accélérateur. Après un temps fixe de cinq microsecondes après la collision, le niveau est tenu dans le sample/hold, puis l'intégrateur est remis à zéro. Suivant la décision du déclenchement, l'événement est gardé, ou le cycle recommence pour le prochain croisement de faisceaux qui survient 22 microsecondes plus tard. L'environnement est tout différent au faisceau test où a lieu la calibration des deux demi-barils, puisque les électrons arrivent aléatoirement pendant les bouffées de 2 secondes séparées de 12 secondes. Il faut pourtant reproduire un environnement synchrone pour permettre au cycle intégration/remise à zéro de se dérouler correctement, en assurant que le temps d'intégration après l'arrivée d'une particule soit toujours constant, puisque la fraction du signal digitalisée dépend du temps d'intégration. Avec le temps de décroissance du signal de une microseconde et un temps d'intégration de cinq microsecondes, environ 99 % du signal est intégré. Une stabilité d'une dizaine de nanosecondes du temps d'intégration assure que les fluctuations de signal dues

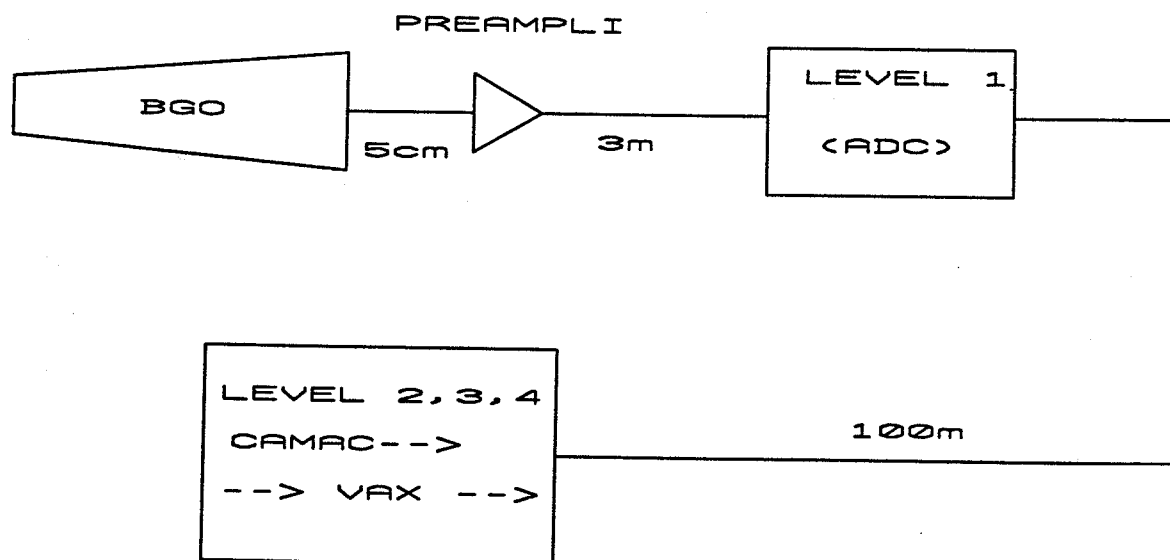


Figure 3.4: Le chemin physiquement parcouru par les signaux des cristaux jusqu'à la salle de comptage

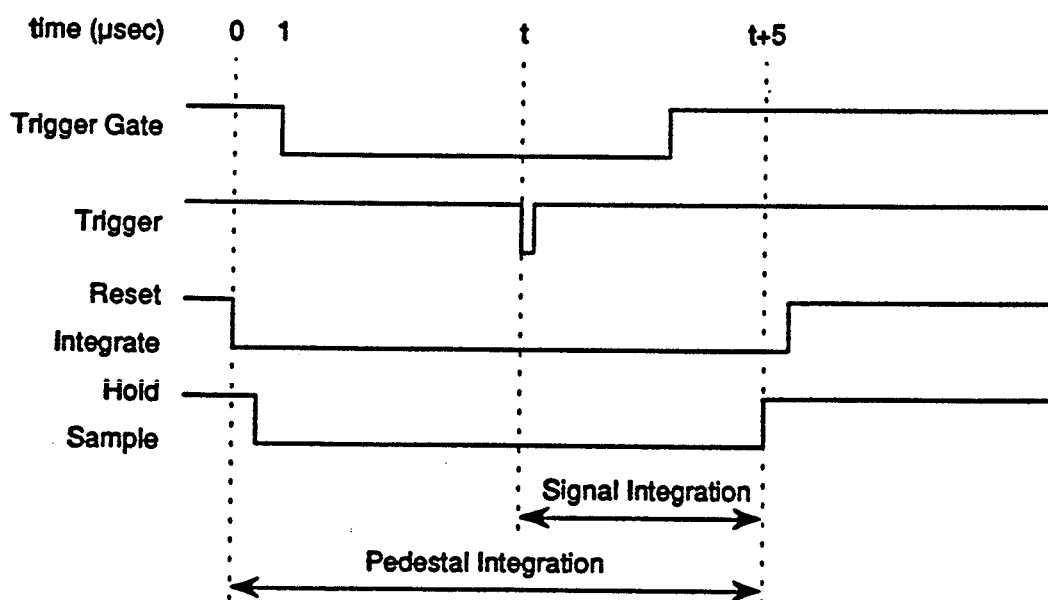
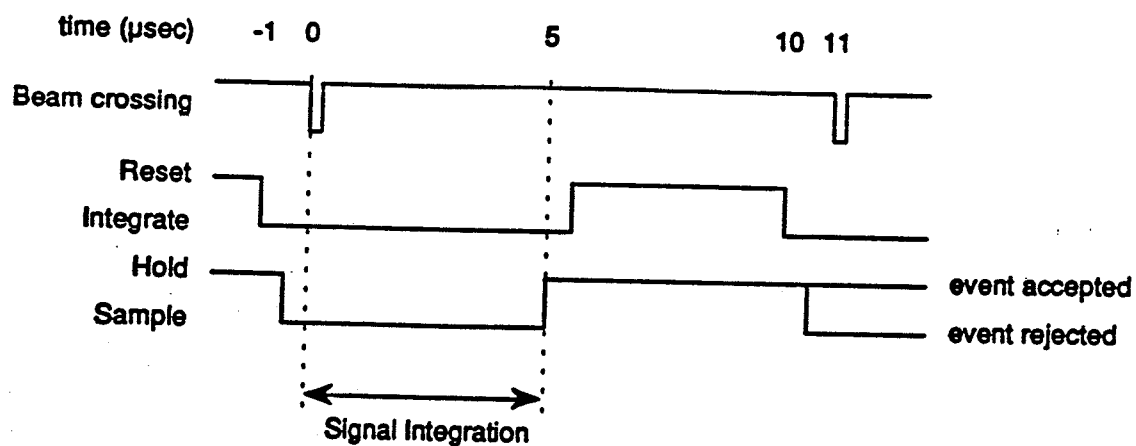


Figure 3.5: Séquence temporelle d'intégration d'un événement au LEP (en haut) et au faisceau de calibration (en bas)

aux imprécisions du temps d'intégration se situent au dessous de 0.1 %. Le schéma du cycle temporel d'intégration pendant les calibrations en faisceau se trouve également à la figure 3.5. Le signal "Trigger Gate" (T-GATE dans le jargon du BGO) définit l'intervalle de temps pendant lequel des déclenchements sont acceptés. La durée de cette fenêtre a été ajustée plusieurs fois, mais elle est de l'ordre de sept microsecondes et se répète toutes les 14 microsecondes. L'intégration commence toujours une microseconde avant le début de cet intervalle d'acceptation, et dure cinq microsecondes après l'arrivée d'un déclenchement (scintillateurs de faisceaux annonçant une particule, impulsion de xénon ou déclenchement à vide pour lecture des piédestaux) pour assurer l'intégration d'une fraction constante des impulsions. Comme le déclenchement arrive aléatoirement dans le T-GATE, le temps total d'intégration est variable d'une impulsion à l'autre. Cela pose un problème pour la soustraction des piédestaux (voir annexe C), car la valeur de ceux-ci dépend du temps de déclenchement relativement au début du T-GATE. Il est donc nécessaire de connaître la courbe des valeurs de piédestaux en fonction du temps pour chaque cristal, de mesurer le temps d'arrivée de chaque événement et d'effectuer une correction qui est fonction de ce temps lors de la soustraction des piédestaux. Les courbes de piédestaux en fonction du temps d'intégration ne sont pas du tout linéaires, et sont très corrélées pour les cristaux dont les cartes ADC ont une alimentation commune.

3.2 Performances du calorimètre : matrices tests et baril

Les performances du calorimètre ont été étudiées par un grand nombre de mesures faites avec une matrice test de 100 cristaux en faisceau de 2 à 50 GeV au Cern et de 100 et 180 MeV à Cornell, par la calibration finale des deux demi-barils en faisceau [8,12,13], et par un dernier test à basse énergie réalisé en 1989 avec un faisceau spécial d'électrons dérivé de l'injecteur du LEP dans lequel un demi-baril a été placé. Une résolution spatiale meilleure que 2 millimètres a été obtenue au-dessus de 2 GeV. La figure 3.6 résume les résultats concernant la résolution en énergie entre 100 MeV et 50 GeV. en fonction de l'énergie entre 2 et 50 GeV. Les carrés ont été obtenus avec le premier demi-baril, et les losanges avec une matrice test de 100 cristaux en 1985. La performance la plus impressionnante est la résolution en énergie qui est inférieure à 1 % au dessus de 5 GeV.

Bien que les conditions de mesures soient quelque peu différentes de celles du calorimètre final (surface totale des photodiodes, traitement de surface des cristaux, électronique), les résultats représentent la performance qui doit être réalisée au LEP. La meilleure résolution obtenue est de 0.5 % à 40 GeV, alors qu'à 50 GeV la résolution augmente à cause des fluctuations des gerbes dues aux pertes à l'arrière. A 100 MeV, la résolution est d'environ 5.5 %, alors qu'au dernier test à 180 MeV, La résolution obtenue fut inférieure à 4 %. Les résultats obtenus durant la calibration finale des demi-barils sont légèrement moins bons que ceux du prototype, mais un travail pour abaisser le bruit électronique, une température plus stable du calorimètre, et une procédure de soustraction de piédestaux plus simple (temps d'intégration fixe dans l'environnement synchrone du

LEP) devraient améliorer la résolution, surtout au dessous de 10 GeV.

3.3 Calibration et monitoring

Il est clair que pour pouvoir bénéficier des capacités potentielles du calorimètre, la calibration et son monitoring sont d'une importance capitale, car ce sont certainement ces derniers qui vont limiter la précision du détecteur. Pour cette raison, et pour apprendre à connaître le calorimètre, les 7680 cristaux du baril ont été calibrés individuellement à au moins deux énergies dans un faisceau test avant le montage de l'expérience dans son site au LEP. Ce travail a été réalisé au CERN à la zone X3 du hall ouest, avec les électrons d'énergie (sélectionnable) comprise entre 2 et 50 GeV d'un faisceau tertiaire provenant du SPS. Les pions également présents ont servi à étudier la perte d'énergie dE/dx dans le BGO et la séparation électron/pion. Trois périodes de calibration eurent lieu entre 1987 et 1988. Les cristaux du premier demi-baril ont été calibrés deux fois, et ceux du second une fois. Pour permettre l'alignement successif de tous les cristaux d'un demi-baril dans l'axe du faisceau, une table tournante a été développée par l'Université de Genève. La figure 3.7 montre un demi-baril monté sur la table pour la calibration.

Le transport de cette calibration du faisceau test à LEP n'est nullement assuré au niveau de 1 %. La recalibration de tous les cristaux 'in situ' à l'aide des événements Bhabha nécessitera au moins une année au taux attendu d'événements pour les cristaux

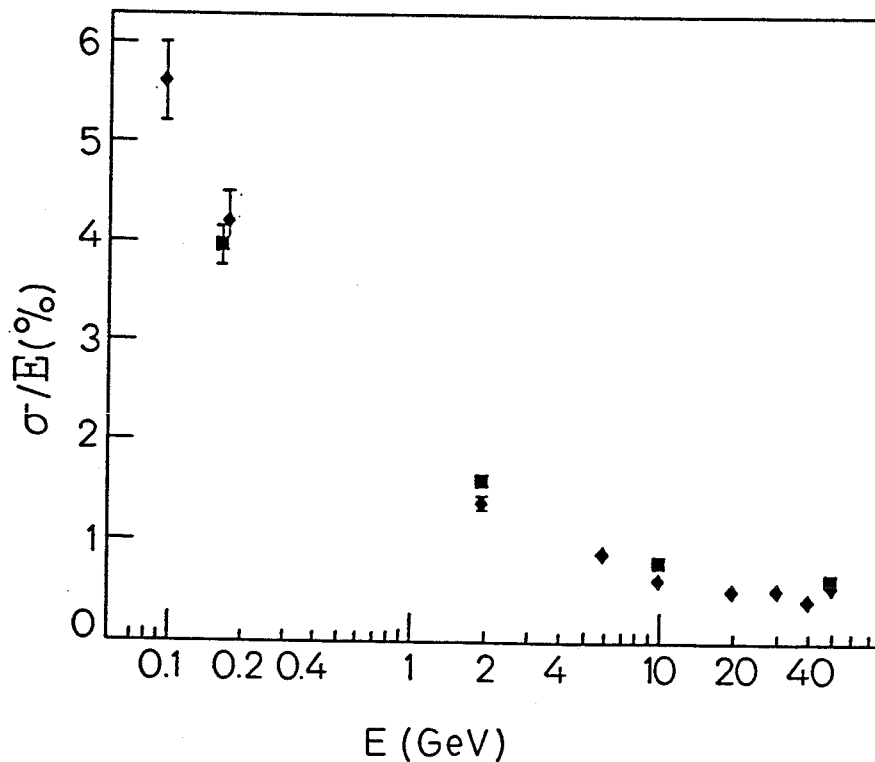


Figure 3.6: Résolution en énergie (σ/E) en fonction de l'énergie. Les carrés sont les résultats du premier demi-baril, les losanges ceux d'un prototype de 100 cristaux

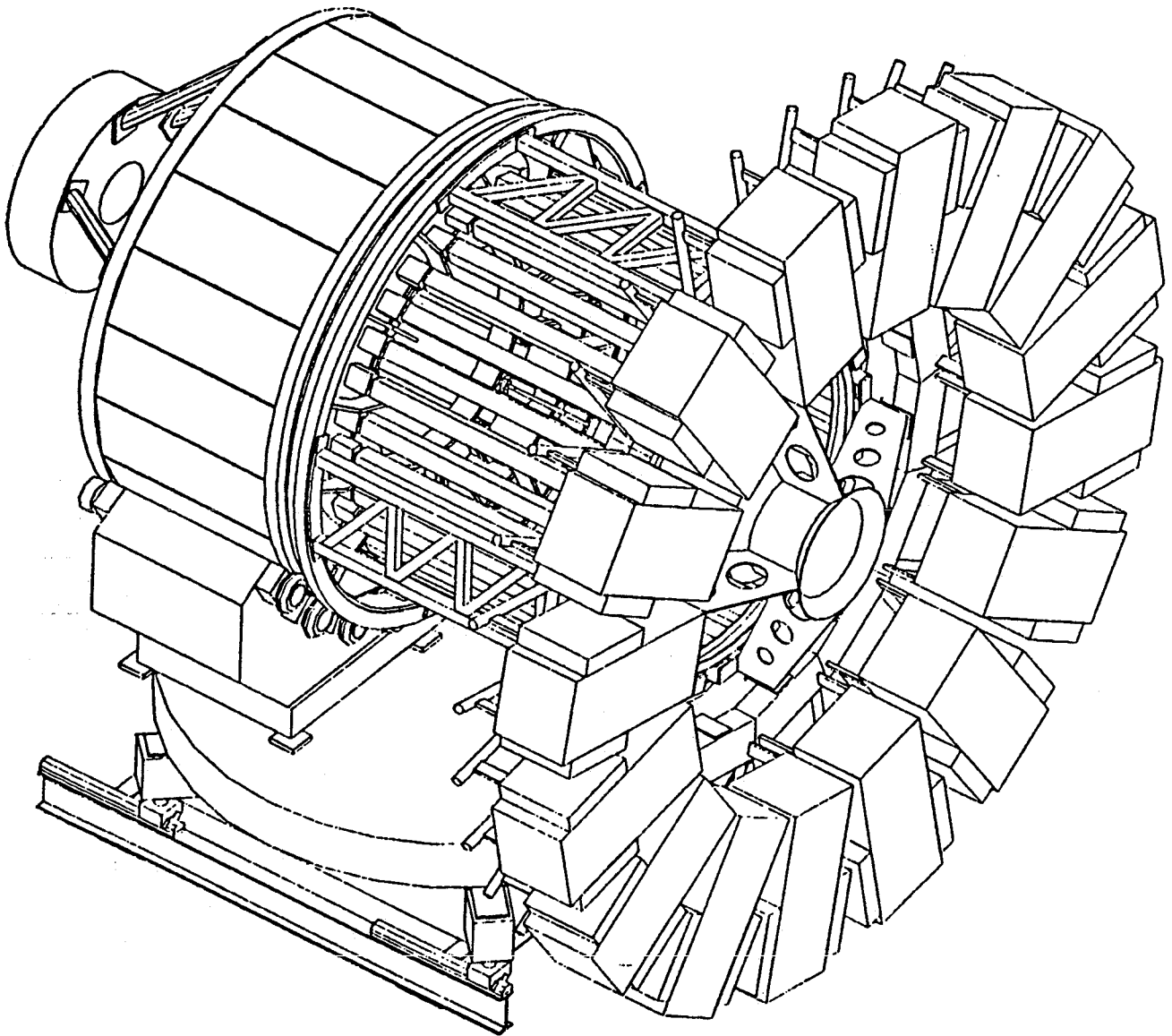


Figure 3.7: Un demi-baril sur la table tournante de calibration. A droite les boîtes contenant les ADC

situés à grand angle du faisceau. Ce long délai retarde d'autant l'obtention de résultats de haute précision, et implique d'autre part l'utilisation d'un système de monitoring de la stabilité des 7680 voies de détection, amplification et digitalisation. Le vieillissement des composants est une source de dérive lente des gains, et les dommages de radiation aux cristaux de BGO peuvent avoir des effets rapides en cas de pertes de faisceau à proximité du calorimètre. Un travail intense a été fourni pour comprendre les causes et les effets des dommages de radiation sur les cristaux de BGO [17]. Un cristal irradié ne change pas la quantité de lumière émise, mais voit sa transmission se détériorer. Après l'arrêt de l'irradiation, une récupération spontanée a lieu en quelques jours à température ordinaire.

Quelles que soient les causes des changements de gain, il faut être capable de les déceler afin de maintenir la résolution du calorimètre à son meilleur niveau. L'utilisation des muons cosmiques atteignant le détecteur à 50 mètres sous terre est prévue pour tester de manière régulière la calibration de chaque cristal. La faisabilité de cette calibration en quelques jours grâce à la connaissance de l'impulsion des muons a été démontrée [14]. L'impulsion des muons à L3 sera connue précisément avec les données des chambres à muons, et même sans ces données, l'intercalibration des cristaux peut être déterminée. La collection de lumière en fonction du lieu de scintillation sur l'axe du cristal (courbe d'uniformité) peut être établie. Cependant, la méthode souffre de certaines limitations : l'énergie déposée par un muon cosmique étant de l'ordre de 30 MeV, c'est uniquement la calibration à très basse énergie qui peut être suivie. De plus, les tests effectués n'ont pas permis de dépasser le niveau de 2% de précision.

Une autre méthode de calibration in situ rapide est en développement : le projet RFQ [7]. Le principe est la production de γ de 17.6 MeV par la capture radiative de protons de 1.6 MeV sur du Lithium (réaction ${}^7_3\text{Li}(p, \gamma){}^8_4\text{Be}$). Les protons sont produits par un accélérateur quadripolaire à radiofréquence qui devrait se situer à l'extérieur de l'aimant de L3 . Ils seraient amenés par un tube à vide traversant le détecteur sur une cible se trouvant dans le volume intérieur du baril. Le flux de γ émis est suffisant pour permettre une calibration à 1 % de tous les cristaux en quelques heures. Malheureusement, la très basse énergie des γ les laisse très proche du bruit de l'électronique, ce qui rend l'analyse difficile. Comme pour les muons, seule la calibration à basse énergie est accessible à cette méthode. De plus, seul un prototype a été testé, et L3 démarrera sans savoir quand le système final verra le jour (si ce jour arrive une fois).

Finalement, la plus sûre méthode précise et existante est l'utilisation conjointe d'un système de monitoring et des événements physiques (les Bhabha essentiellement).

Le système de monitoring au xénon que l'Université de Genève a construit, et qui fait l'objet de cette thèse, remplit deux tâches essentielles :

- transport de la calibration absolue du faisceau test au LEP
- maintien de cette calibration (monitoring) au niveau de 0.5 %

On verra au chapitre 6 qu'à cause de la stratégie de démontage (en particulier des mélangeurs de lumière) pour le transport du calorimètre imposée par la mécanique, le

premier point sera probablement difficile à réaliser au niveau de précision voulu. Par contre, le second point devrait permettre de maintenir l'intercalibration par blocs de 240 cristaux⁴ avec une précision de 0.2 % sur plus d'un mois. Or ce temps est plus que suffisant pour accumuler assez d'événements bhabha dans chaque groupe de 240 cristaux pour assurer une calibration absolue par blocs de cristaux à 0.5 %. Les connaissances conjuguées de l'intercalibration et de la calibration absolue par blocs de cristaux donnent finalement une méthode de calibration absolue périodique, d'une fréquence possible de une par semaine, de tous les cristaux du calorimètre. Le système xénon est toutefois incomplet par son principe, car il teste tous les éléments de la chaîne de détection sauf la scintillation du BGO. Néanmoins, cette propriété ne devrait être affectée que par d'éventuels changements de température. Grâce aux senseurs de température des cristaux, il devrait être facile d'appliquer une correction en cas de variation de température. En conclusion, la combinaison de l'information de toutes les méthodes existantes permettra de suivre et corriger les changements de calibration des cristaux.

⁴nombre de cristaux par mélangeur de lumière (chap. 5)

Chapitre 4

Le développement du système de monitoring au xénon

Les principes généraux du système découlant des diverses propriétés du calorimètre sont expliqués dans la première section de ce chapitre. Le choix des paramètres s'est ensuite fait à l'aide de tests et mesures effectués à l'Université, ainsi que des résultats de prototypes du système complet. Ces derniers ont été installés sur des matrices test de 100 cristaux qui ont fonctionné en faisceau au CERN en 1985 et 1986. Tous les composants du système depuis les sources de lumière jusqu'à l'injection dans les cristaux ont été étudiés. La grande difficulté est venue du haut degré d'interdépendance de tous les paramètres, aucun d'entre eux n'ayant pu être testé avec le reste du système dans l'état final. La procédure aboutissant au système final a nécessité de nombreuses itérations.

La disposition exacte et le nombre de tous ces éléments pour le système du baril sont décrits dans le chapitre 5.

4.1 Principes généraux du système

Le système idéal de monitoring devrait être sensible à tous les phénomènes intermédiaires ayant lieu depuis le passage d'une particule dans le BGO jusqu'à la digitalisation du signal, c'est-à-dire la scintillation, la transmission et la collection de la lumière, la conversion en signal électrique et l'amplification. La scintillation ne peut être testée qu'en excitant le BGO au moyen de particules ou de lumière ultraviolette. Les particules obtenues à partir de sources radioactives n'ont pas l'énergie suffisante pour produire un signal électrique dont l'amplitude dépasse le bruit de l'électronique de détection et d'amplification du calorimètre. Même les γ de 17.6 MeV produits par la capture radiative de protons de 1.6 MeV sur du Lithium du projet RFQ [7] nécessitent une délicate analyse pour être extraits du bruit. D'autre part, l'excitation par de la lumière ultraviolette doit être rejetée, car une telle lumière crée des centres colorés dans le BGO, détériorant par là la transparence des cristaux.

Le meilleur système réaliste consiste à envoyer de la lumière visible à chaque cristal du calorimètre. Ce système, bien que ne testant pas la scintillation, est sensible aux variations des gains de l'électronique, ainsi qu'à celles des propriétés optiques des cristaux, des photodiodes et de leur colle. Parmi ces dernières, la transparence du BGO, la réflectivité de la peinture blanche, la transmission de la fenêtre des photodiodes et de la colle sont susceptibles de varier au cours du temps. C'est précisément la transparence du BGO qui est susceptible d'être endommagée par une exposition aux radiations, la scintillation n'étant pas du tout affectée comme l'ont démontré les mesures faites dans le cadre de la collaboration L3 [17]. Le besoin de suivre les performances optiques du détecteur impose l'injection d'une lumière de spectre comparable à celui de la lumière émise par la scintillation du BGO. Pour pouvoir suivre également le comportement de l'électronique d'une manière similaire à celle des signaux provenant de gerbes électromagnétiques, il faut que la lumière injectée soit pulsée avec des caractéristiques temporelles s'approchant le plus possible de celles des impulsions de scintillation (temps de fluorescence de l'ordre de 350 nanosecondes). Le système doit de plus être capable de fournir une intensité lumineuse correspondant à la scintillation produite par un électron ou un photon de haute énergie. L'énergie équivalente doit être au minimum de 2 GeV pour que le signal soit traité par la chaîne de haute énergie de l'électronique du BGO. C'est une tâche délicate. Jamais un tel système ne reposant pas sur des sources radioactives n'a assuré la stabilité nettement au-dessous du demi pour-cent qui est requise pour le détecteur L3 (voir par exemple les références [22,23,24]).

Le choix logique des sources de lumière se dirige vers les lampes à décharge dans un gaz. Elles sont intenses, d'utilisation souple, ont une longue durée de vie, et une grande variété de gaz est disponible. Les critères de longueur d'onde, de puissance, de stabilité, et les disponibilités de modèles commerciaux ont finalement conduit à la sélection des lampes au xénon. Leur spectre d'émission étant très large, il suffit de filtrer les composantes violettes et rouges pour reproduire le spectre du BGO. Des autres sources de lumière possible, l'utilisation de lasers a été envisagée, mais ils ne peuvent pas reproduire le large spectre d'émission du BGO. Des tests ont été faits par l'Université de Lyon avec des diodes photoluminescentes (LED), mais l'intensité obtenue est insuffisante [8].

Le manque de place disponible à l'intérieur du tube de support du détecteur L3 , ajouté au fait que les lampes à décharge représentent une importante source de bruit électromagnétique, repousse la position des lampes à l'extérieur du détecteur. La distribution de la lumière aux 7680 cristaux de la partie baril du calorimètre (et plus tard à ceux des bouchons) ne peut se faire que par l'intermédiaire d'un système de fibres optiques d'une longueur d'au moins 30 mètres.

L'intensité des lampes les plus stables disponibles sur le marché varie typiquement d'un pour-cent d'une impulsion à l'autre, et les variations à long terme dues au vieillissement et aux changements de paramètres extérieurs (haute tension et température principalement) peuvent être beaucoup plus importantes. Si l'on peut s'attendre à une température constante dans la caverne du LEP abritant l'expérience, des variations importantes de la température ambiante peuvent être attendues pour la calibration des deux

demi-barils au hall expérimental ouest du CERN. Un système de détecteurs de référence est donc nécessaire pour mesurer l'intensité lumineuse. Son rôle est de suivre et corriger les fluctuations d'intensité d'une manière indépendante du calorimètre. L'indépendance est nécessaire afin de pouvoir détecter tout effet global qui affecterait tous les cristaux (ou leur électronique) de la même manière. Les détecteurs de lumière susceptibles d'être retenus sont les photodiodes et les photomultiplicateurs. Les premières sont très compactes et ont une excellente stabilité. La sensibilité spectrale identique à celle du calorimètre évite une catégorie de problèmes systématiques potentiels. En choisissant le modèle qui équipe les cristaux, une partie de l'électronique développée pour le calorimètre peut être utilisée telle quelle. Leur gain peut être suivi par des sources de rayons γ . En contrepartie, la faible taille de leur zone sensible rend délicat le couplage avec des fibres optiques. En raison de la gamme dynamique limitée des ADC commerciaux, le signal xénon doit être du même ordre de grandeur que celui des sources de contrôle du gain. Ces signaux étant de faibles amplitudes, ils sont affectés par le bruit de l'électronique. En conséquence, la résolution n'est pas suffisante pour permettre une correction impulsion par impulsion de l'intensité lumineuse vue dans les cristaux. De plus, un éventuel problème commun à la référence et aux photodiodes des cristaux du calorimètre, tel qu'un effet de vieillissement par exemple, resterait invisible. Les photomultiplicateurs sont plus encombrants, et leur vieillissement se manifeste à long terme par une baisse du gain. Pour corriger cette baisse, une source radioactive n'est pas suffisante, il faut lui adjoindre un scintillateur qui peut également vieillir, et dont le couplage optique avec la photocathode doit être parfaitement stable. Leur fonctionnement est malgré tout mieux connu, la grande taille de leur photocathode permet un bon couplage des fibres optiques, et ils n'ont pas de problèmes communs avec les photodiodes. De plus, grâce à l'amplitude élevée des signaux de l'ensemble source-scintillateur de contrôle du gain, la résolution est suffisante pour une utilisation impulsion par impulsion. Cette possibilité améliore la précision avec laquelle la position des pics peut être déterminée. Les avantages et les inconvénients des deux types de détecteurs étant complémentaires, le système de référence idéal se compose d'un ensemble de photomultiplicateurs et de photodiodes.

Pour atteindre la précision demandée, il est capital que la fraction de la lumière vue par chacun des cristaux et détecteurs de référence attachés à la même lampe reste constante avec le temps, c'est-à-dire que les variations d'intensité soient perçues par tous de la même manière. Comme ni la source ni la surface formée par l'ensemble des fibres couplées à une lampe ne sont ponctuelles, il faut effectuer un mélange de lumière. La lumière sera d'abord transportée par des faisceaux de fibres dites primaires jusqu'à des mélangeurs. A la sortie de chaque mélangeur, un faisceau de fibres dites secondaires assurera la distribution à un grand nombre de cristaux et aux détecteurs de référence. Il y aura autant d'unités lampe-faisceaux primaires-mélangeurs-faisceaux secondaires que nécessaire pour alimenter les 7680 cristaux du baril en énergie équivalente suffisante. La figure 4.1 montre schématiquement les principaux composants du système.

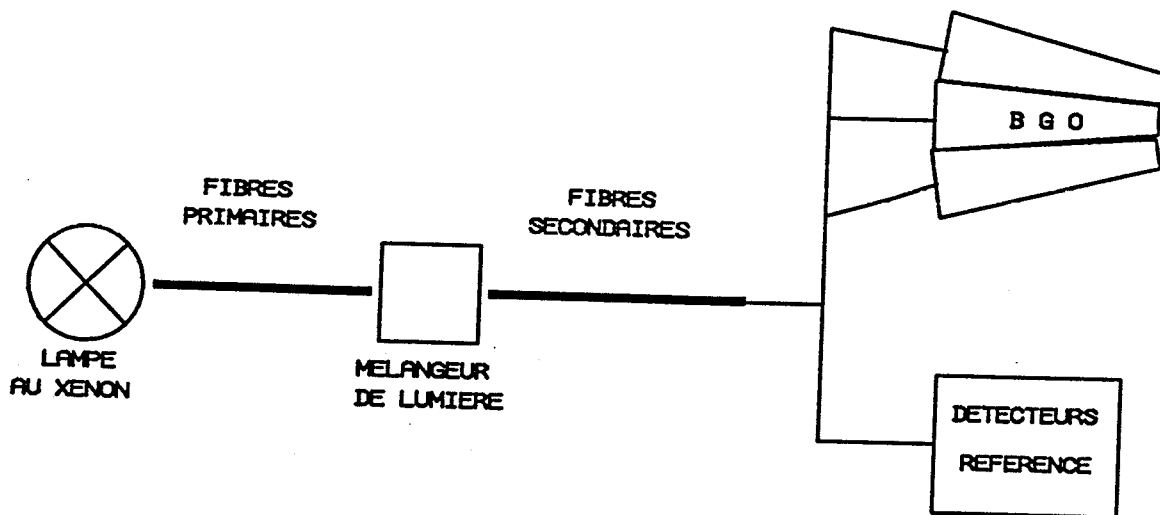


Figure 4.1: Les éléments principaux du système. Plusieurs faisceaux primaires seront installés par lampe. Cette combinaison sera reproduite autant de fois que nécessaire pour alimenter tous les cristaux du baril

4.2 Les lampes au xénon

Le choix des lampes à décharge dans le xénon a déjà été expliqué à la première section de ce chapitre. Restait à choisir parmi les lampes disponibles sur le marché la géométrie et la puissance tout en tenant compte des contraintes sur le développement temporel de l'impulsion lumineuse et la stabilité.

4.2.1 Choix du modèle

Le type de la lampe représente un paramètre important, car le nombre de lampes nécessaires pour alimenter les 7680 cristaux du baril doit rester faible pour des raisons de simplicité du système. Le nombre total de lampes dépend de la puissance et de la géométrie. La première détermine le nombre minimal de fibres primaires devant être réunies par faisceau injectant la lumière dans un mélangeur pour obtenir l'intensité voulue, et la seconde conditionne le nombre total de tels faisceaux dits primaires pouvant être couplés à chaque

lampe. Il est clair qu'une puissance élevée limite le nombre total de fibres primaires, et de par ce fait réduit le coût du système. Bien qu'étant les plus puissantes, les lampes nécessitant un circuit de refroidissement à eau ne sont pas prises en considération en raison des complications qu'entraîne leur utilisation. Le circuit de déclenchement associé à chaque lampe doit être étudié, car ses composants ont une influence sur les paramètres de fonctionnement tels que l'intensité émise, la durée de l'impulsion, le délai de déclenchement et sa stabilité temporelle. Ce délai est le temps s'écoulant entre la réception d'un signal NIM ordonnant le déclenchement, et l'apparition de la décharge lumineuse entre les électrodes de la lampe. L'énergie électrique de la décharge est égale à $\frac{1}{2} CV^2$, où C représente la capacité de décharge, et V la haute tension appliquée. Une fraction seulement de cette énergie étant émise sous forme de photons visibles, l'énergie lumineuse utile est au premier ordre proportionnelle à $\frac{1}{2} CV^2$. Il est donc important de maximiser les valeurs de la tension et de la capacité de décharge, tout en restant dans un régime de fonctionnement stable des lampes et en gardant la durée du pulse au niveau voulu : l'énergie lumineuse doit être délivrée dans le temps caractéristique de l'ordre de 350 nanosecondes qui correspond au temps de scintillation du BGO.

Les premières lampes ayant été testées sont les modèles 9B-1.5 et 3P-3 fabriqués par la firme EG&G. La première se présente sous la forme d'un bulbe court, a une énergie maximum nominale de 5 Joules par impulsion, et a fonctionné d'une manière satisfaisante pendant une période de prise de données sur la matrice test de 100 cristaux. La seconde a été testée uniquement en laboratoire. Son énergie maximale nominale de 60 Joules par impulsion et son bulbe cylindrique plus grand laissait espérer le couplage d'un plus grand nombre de fibres primaires et la diminution du nombre d'entre elles nécessaire pour chaque mélangeur. Les essais ont montré que la haute énergie annoncée n'est atteinte qu'avec des grandes valeurs de capacité de décharge, ce qui implique des durées d'impulsions beaucoup trop élevées. A durée d'impulsion égale, cette lampe ne fournit pas plus d'intensité lumineuse que celle du premier type. Il n'est pas facile non plus de tirer parti de la géométrie avantageuse de la lampe cylindrique. Une possible disposition en étoile autour de l'ampoule permettrait de coupler plus de fibres primaires à cette lampe, mais cette solution est très encombrante en raison de la relative rigidité des fibres primaires. La place nécessaire au cheminement et regroupement des fibres disposées tout autour d'une telle lampe rendrait pratiquement nul l'avantage du moindre nombre de lampes. La décision fut prise en faveur des lampes du premier type, à bulbe court. Dans l'intervalle, une nouvelle série de lampes de ce type fut commercialisée par la firme Hamamatsu, avec des propriétés plus adaptées aux besoins du système. Elles sont conçues pour l'utilisation avec des impulsions courtes, et la stabilité à court terme est bien meilleure que celle des anciennes lampes. Le choix s'est porté sur le modèle L2453 (figure 4.2) avec le verre en borosilicate qui coupe toute la partie ultraviolette du spectre d'émission jusqu'à 280 nanomètres. L'optimisation du circuit de déclenchement et des tests de fonctionnement ont été réalisés en laboratoire. Le circuit résultant de ces investigations est reproduit à la figure 4.3. Les électrodes principales de la lampe sont soumises à une haute tension par l'intermédiaire de la capacité de décharge, alors qu'un thyristore enclenche une tension de 300 Volts (par l'intermédiaire d'un transformateur) sur l'électrode de déclenchement qui

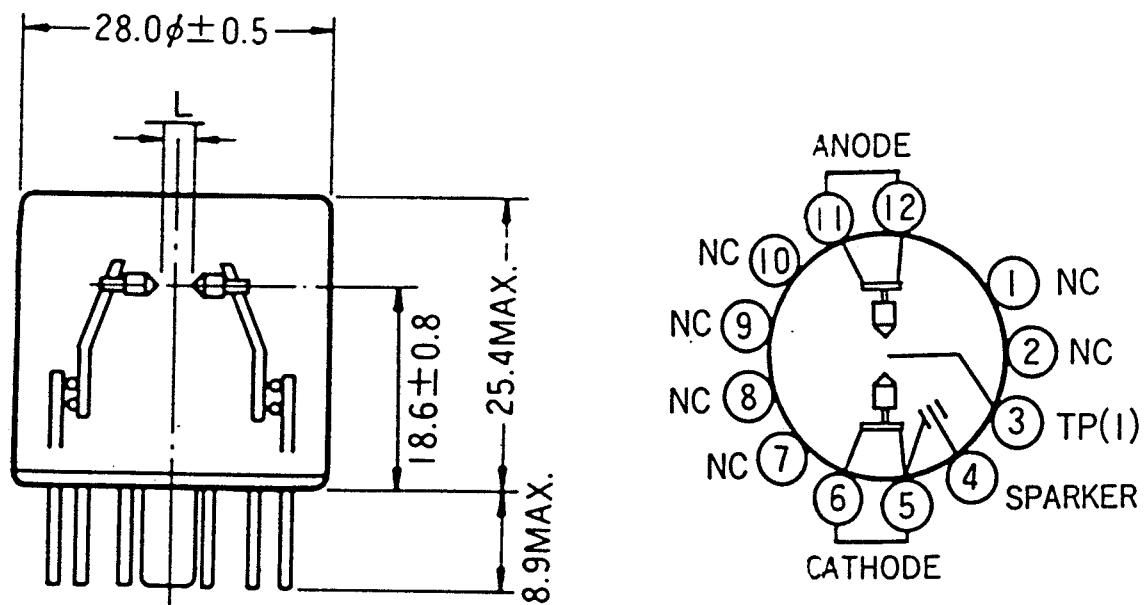


Figure 4.2: La lampe au xénon vue de profil et de dessus (dimensions en mm)

fait une prédécharge pour amorcer la décharge de haute tension produisant l'impulsion lumineuse.

La figure 4.4 montre la dépendance de l'intensité et du délai de déclenchement en fonction de la haute tension. Les barres verticales à chaque point sont les largeurs RMS des pics. Pour le graphe de l'intensité, la largeur est composée de la combinaison des résolutions respectives de la lampe et du photomultiplicateur. Cette dernière, supérieure à 1 %, domine pour les hautes valeurs de la tension. Pour le graphe du délai, la largeur représente le 'time jitter'. On constate qu'il y a avantage à travailler à la plus haute tension possible en ce qui concerne l'intensité. Le délai est de l'ordre de la microseconde (légèrement variable d'une lampe à l'autre) pour une tension supérieure à 900 Volts, et le time jitter vaut une vingtaine de nanosecondes. Afin de ne pas faire travailler les lampes dans des conditions extrêmes qui auraient une influence négative sur leur temps de vie, la haute tension typique appliquée se situera à 1250 Volts. La valeur de la capacité de décharge sera la plus haute possible compatible avec la durée d'impulsion voulue.

4.2.2 Forme de l'impulsion lumineuse

Des essais ont montré que la forme temporelle de l'impulsion ne dépend principale-

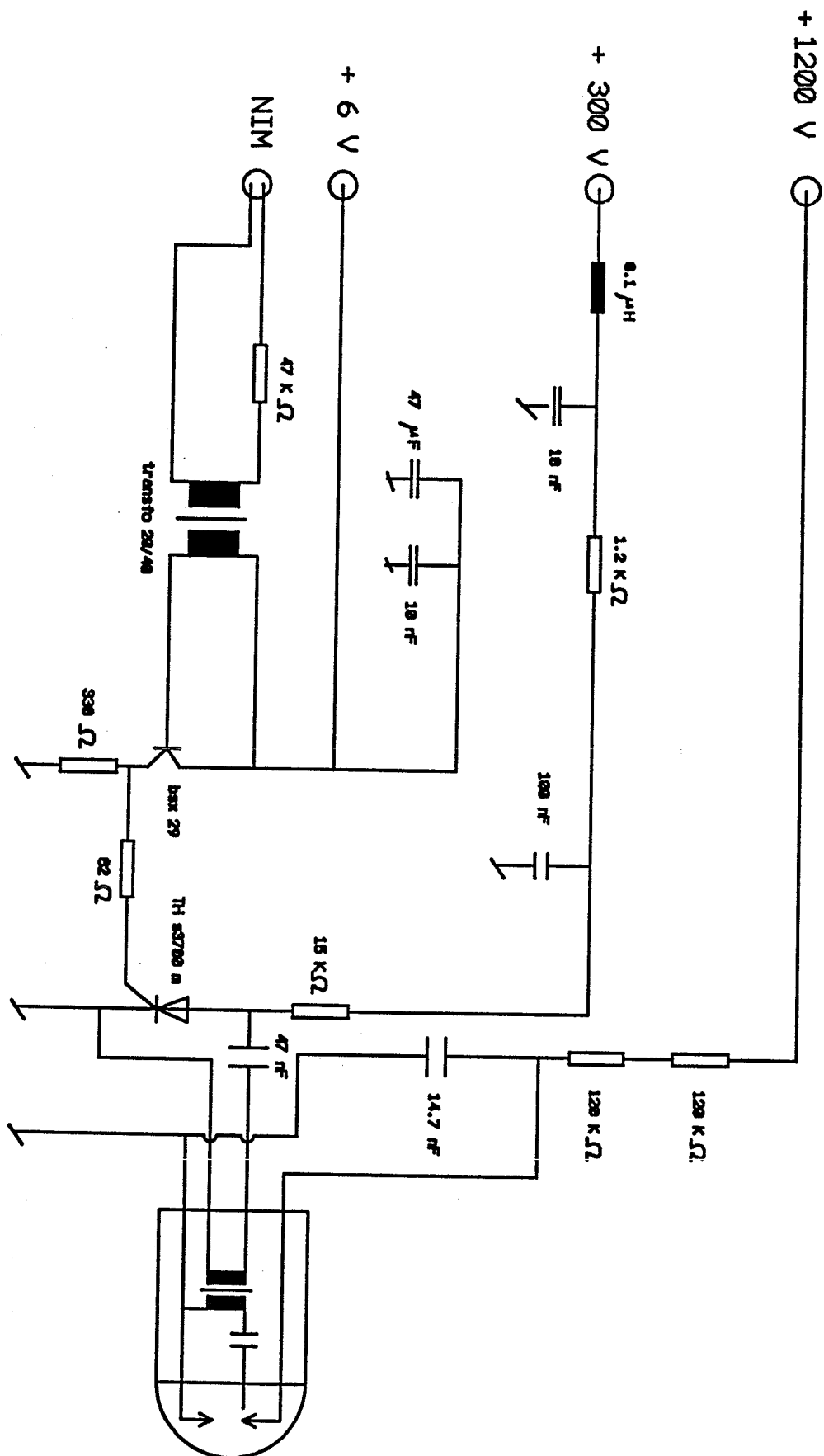


Figure 4.3: Le circuit de déclenchement de la lampe

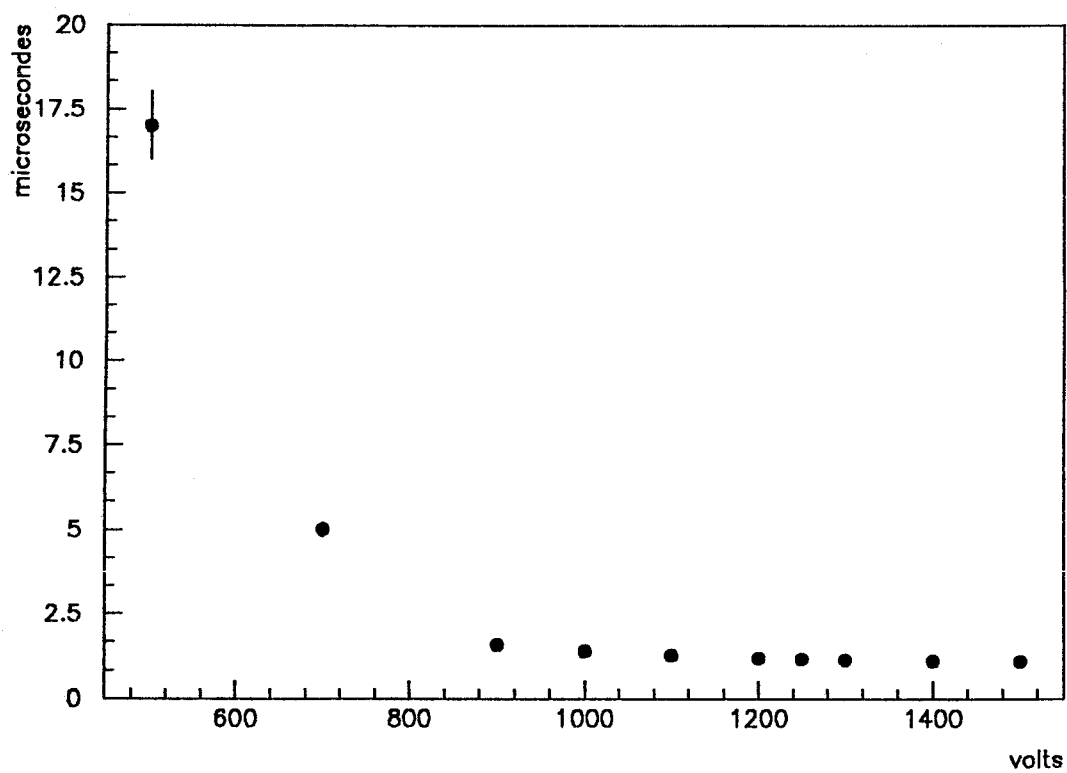
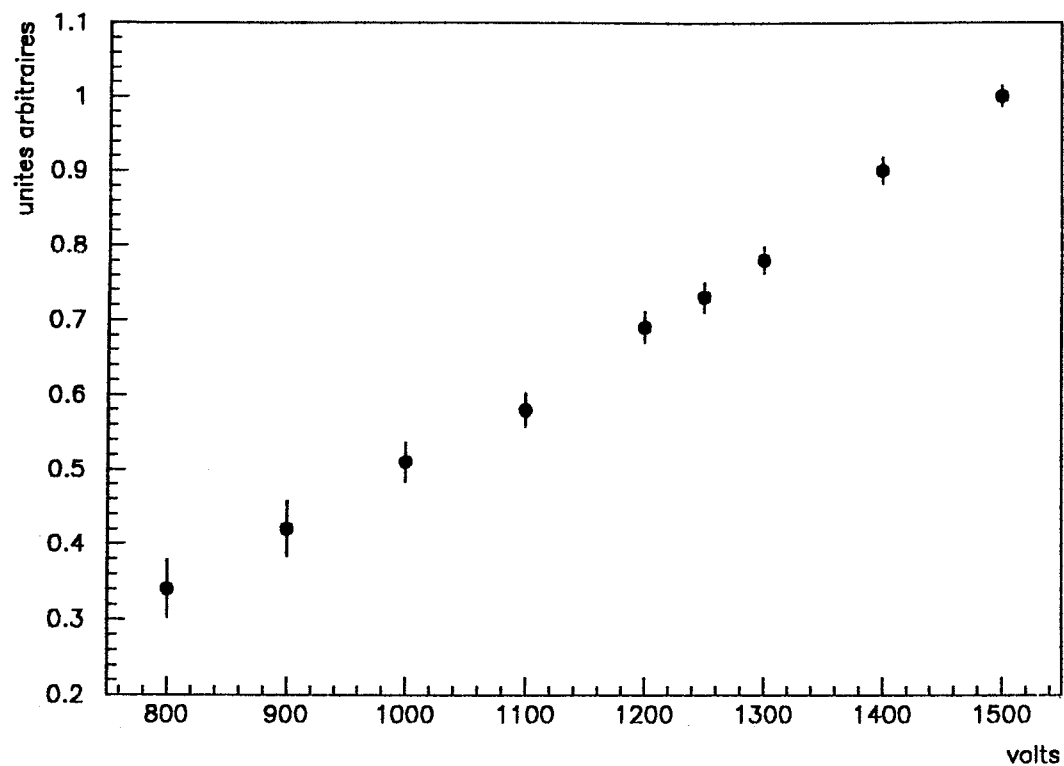


Figure 4.4: Influence de la haute tension sur le fonctionnement des lampes : en haut l'intensité, et en bas le délai de déclenchement

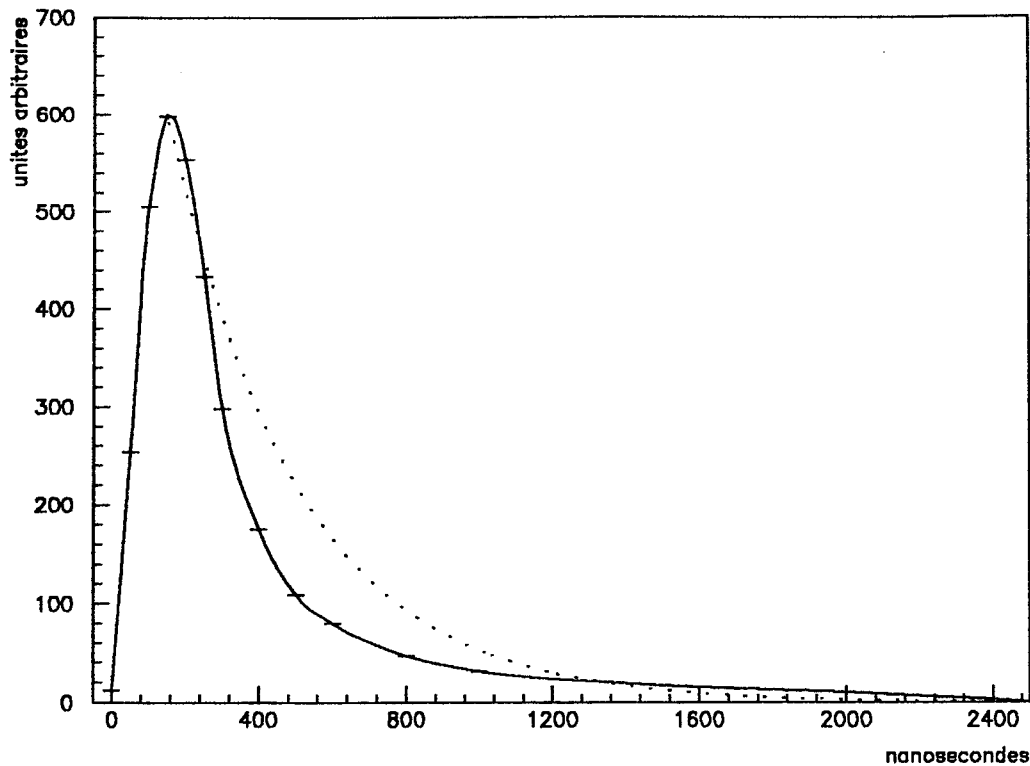


Figure 4.5: Impulsion xénon (trait plein) et fluorescence du BGO (traitillé)

ment que de la capacité de décharge du circuit de déclenchement. Celle-ci a été fixée à 14.7 nanofarads après inspection visuelle de l'impulsion à l'oscilloscope. Une mesure plus précise de la forme de l'impulsion a été effectuée en échantillonnant l'impulsion de xénon dans un photomultiplicateur à l'aide d'un ADC dont la porte de 70 nanosecondes a été déplacée. L'intensité de la lampe et le gain des photomultiplicateurs ont été contrôlés pendant la mesure. Le résultat est montré à la figure 4.5. Il représente une courbe typique, chaque lampe et chaque circuit ayant des constantes de temps légèrement différentes. La courbe en pointillés correspond à la décroissance exponentielle d'un temps de 350 nanosecondes du BGO, les maxima d'intensité étant superposés. L'accord général est satisfaisant. Il y a malgré tout quelques différences :

- le temps de montée du xénon est grand, environ 100 nanosecondes de 10 à 90 %. Ce temps est dû à la formation du plasma et à l'initialisation de la décharge
- l'exponentielle (principale) du xénon a une constante de temps plus courte que celle du BGO
- il y a une queue (deuxième exponentielle) au xénon s'étendant jusqu'à au moins 2.5 microsecondes.

L'étendue totale de cette queue est difficile à mesurer car les signaux des photomultiplicateurs sont affectés d' 'undershoot' : le signal change de polarité après 2.5 microsecondes (voir section 4.7). Des mesures prises avec différents filtres ont montré que la composition spectrale de la composante lente du signal est différente de celle de la composante rapide.

4.3 Les fibres et les mélangeurs

Le transport de la lumière des lampes aux cristaux et aux détecteurs de référence est réalisé par un ensemble de fibres primaires et secondaires entre lesquelles sont intercalés les mélangeurs de lumière et les filtres spectraux. La stabilité de tout le système repose au premier ordre sur la performance des mélangeurs et des éléments situés en aval de ceux-ci. En effet, si les mélangeurs sont idéaux, l'intercalibration de toutes les fibres secondaires attachées à un mélangeur est indépendante de tout changement d'intensité pouvant survenir en amont. La réalisation du mélangeur de lumière est donc le point le plus important dans la construction du système. L'objectif à atteindre est l'éclairage des fibres secondaires par une lumière homogène et parfaitement mélangée, c'est-à-dire l'obtention à la sortie du mélangeur d'une distribution de lumière plate et indépendante de la forme de la distribution à l'entrée. Avec un mélangeur parfait, les instabilités ne pourraient venir que de changements de transmission des fibres secondaires et des couplages mélangeur/fibres et fibre/cristal. Un soin particulier doit être apporté à la conception et la stabilité mécanique de ces couplages. La position du mélangeur doit être la plus proche possible des cristaux dans le but de minimiser la longueur des fibres secondaires, dont la stabilité est d'autant meilleure qu'elles sont courtes. Elles doivent être fixées sur la plus grande partie de leur parcours pour éviter leur déplacement et les changements de courbure qui en découlent lors des mouvements du baril pendant la calibration et le transport du site de calibration à L3.

4.3.1 Les fibres primaires

Ce sont elles qui assurent le transport de la lumière sur la plus grande partie des 35 mètres qui séparent les lampes des cristaux. Leur diamètre doit être grand pour qu'un petit nombre d'entre elles suffise à amener l'intensité nécessaire à chaque mélangeur. Toutefois, les fibres d'un diamètre de l'ordre du millimètre ont une rigidité qui les empêche d'épouser le cheminement tortueux imposé par la disposition de la zone expérimentale. Après des tests de plusieurs types de fibre, la PCS 600¹ (Plastic Clad Silica, diamètre du coeur : 600 microns) a été retenue. C'est une fibre multimode à coeur de quartz, résistante aux radiations, avec une ouverture numérique de 0.4. L'ouverture numérique est le sinus de l'angle d'ouverture du cône de lumière émis par une fibre qui voit tous ses modes peuplés : cela correspond à l'angle maximum pour lequel la réflexion totale a lieu entre le coeur et la gaine ('cladding') et assure le transport du rayon lumineux.

Les fibres primaires sont assemblées en faisceaux de 14 fibres par mélangeur. Ce nombre assure l'intensité suffisante à toutes les fibres secondaires couplées à un mélangeur, et relativise l'effet du bris éventuel de l'une des fibres primaires. Pour le couplage avec les lampes, les 14 fibres sont débarrassées de leur manteau extérieur ('coating') sur deux

¹de Fibres Optiques Industries

centimètres et collées² dans un manchon en laiton de 3 millimètres de diamètre interne (figure 4.6). La section circulaire du manchon est coupée puis polie finement. Ce procédé de préparation résulte en une surface plate et lisse des 14 fibres qui optimise la collection de lumière. Devant chaque lampe sont disposés quatre tels faisceaux. Ils sont fixés dans un dispositif mécanique réglable appelé 'space shuttle' qui fait pointer les quatre faisceaux vers le lieu de la décharge dans l'ampoule (figure 4.6). Les coordonnées latérales et longitudinales du space shuttle sont ajustables. Cette possibilité permet de placer le space shuttle vis-à-vis de sa lampe à la distance focale, position optimale pour la collection du maximum de lumière par les quatre faisceaux primaires. La position longitudinale individuelle des faisceaux dans le space shuttle est également réglable. Cette liberté donne la possibilité d'égaliser l'intensité des quatre faisceaux d'une lampe en compensant les éventuelles différences de transmission.

A l'autre extrémité des 35 mètres des faisceaux, les 14 fibres sont groupées et collées d'une manière similaire dans un manchon (figure 4.7), à la différence que la section polie du manchon est un carré de même dimension que celle du mélangeur (5 millimètres de côté), et sur laquelle sont collés les filtres spectraux.

4.3.2 Les mélangeurs de lumière

Le rôle primordial que doivent jouer les mélangeurs de lumière est intrinsèquement difficile à tenir. La contrainte que représentait l'intention initial de les placer à l'intérieur du baril afin de ne pas devoir les démonter lors du transport du site de calibration à l'emplacement définitif de l'expérience L3 n'a pas facilité cette tâche ardue, l'espace à disposition étant très réduit. Le choix du type de mélangeur s'est basé sur des essais de prototypes et une simulation numérique. La technique de la boîte dont les faces internes sont recouvertes de peinture blanche diffusante, et dans laquelle sont placées à la fois la lampe et les fibres des cristaux, a été rejetée en raison de la longueur des fibres secondaires (il n'y a pas de fibres primaires dans ce cas) imposée par l'emplacement éloigné des lampes. La stabilité de l'intercalibration n'aurait certainement pas pu être assurée au niveau de précision désiré avec des fibres secondaires de plus de 30 mètres. Une variante de cette technique, qui utilise des fibres primaires pour injecter la lumière dans une sphère blanche diffusante d'où sortent des fibres secondaires courtes, a été testée en laboratoire. Un prototype a été construit, mais la perte de lumière s'est avérée être trop importante. Cette dernière, dépendant de la manière de déposer la peinture à l'intérieur de la sphère, pourrait être réduite, mais, de toutes manières, le volume nécessaire pour loger la sphère et le couplage des fibres est prohibitif.

Les essais ont finalement porté sur le système constitué d'un barreau de plexiglass³ intercalé entre les faisceaux de fibres primaires et secondaires. Plusieurs dimensions ont été essayées, et les premiers tests sur la matrice de 100 cristaux ont démontré que la stabilité

²colle Epotek 360

³type GS233 coulé de Röhm

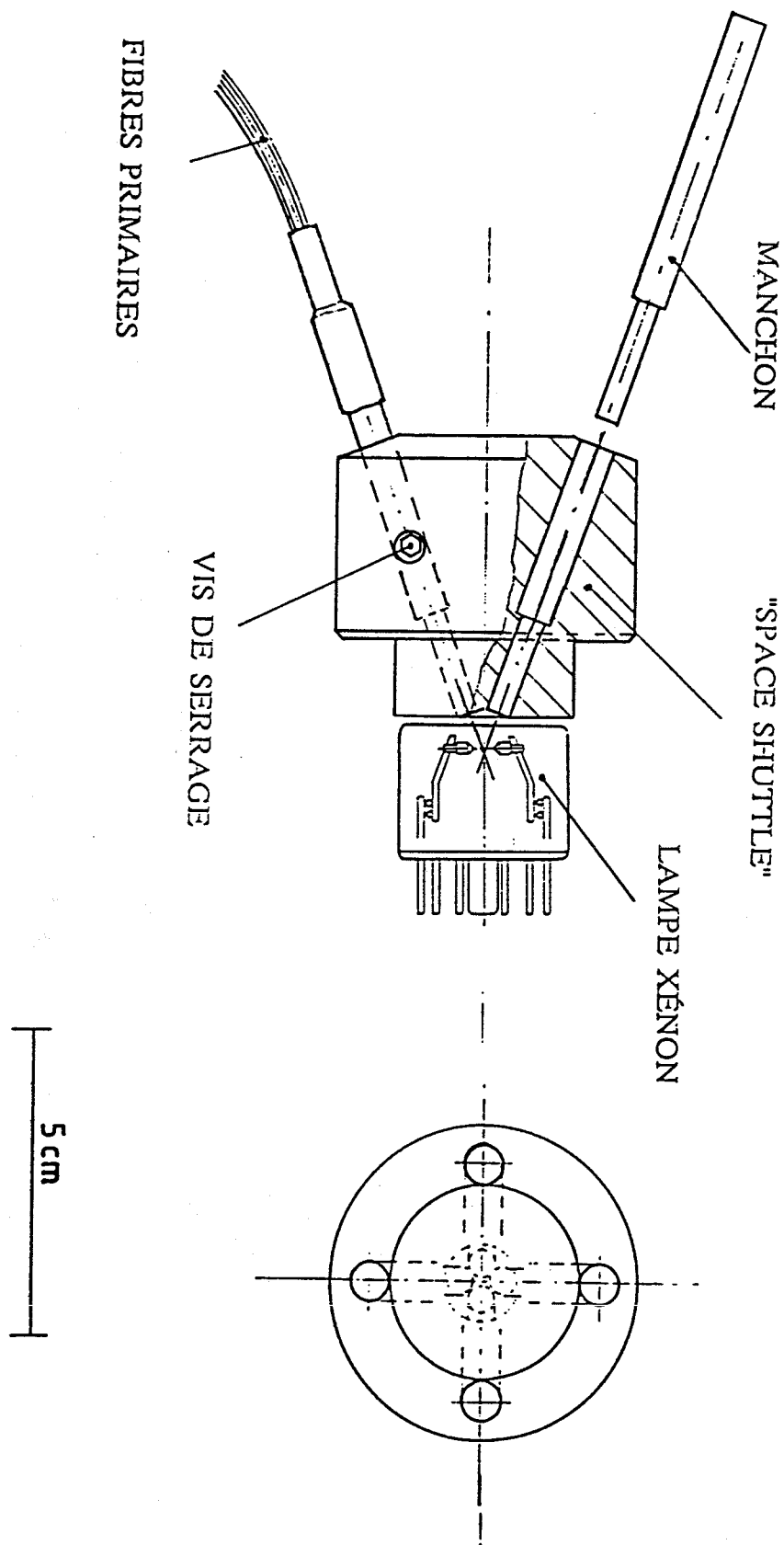


Figure 4.6: Le couplage des fibres primaires aux lampes : 'space shuttle'

de l'ensemble du système de monitoring au xénon dépendait effectivement d'une manière critique des performances des mélangeurs. Les instabilités des premiers prototypes, et les tests spéciaux effectués sur les mélangeurs ont clairement prouvé l'insuffisance du mélange obtenu avec un simple barreau de plexiglass poli sur toutes ses surfaces. Le problème vient du fait que la distribution de lumière à la sortie du barreau est entachée d'une corrélation entre la position sur la face et l'angle d'émission de la lumière, et ceci quelles que soient les dimensions du mélangeur. Cette corrélation étant fonction de la distribution de lumière à l'entrée du mélangeur, cela explique l'inefficacité de ce dernier. Un programme de simulation a prouvé que la corrélation pouvait être détruite si la lumière passait d'abord dans un prémélangeur, puis était diffusée à l'entrée et à la sortie du mélangeur. Le prémélangeur est un barreau de forme similaire à celle du mélangeur, mais plus court. Il sert à ouvrir le cône de lumière émis par chacune des fibres primaires avant le passage par le premier diffuseur. Cette modification est réalisable sans grande perte d'intensité. Les filtres spectraux sous forme de deux plaquettes carrées de mêmes dimensions latérales et de deux millimètres d'épaisseur, ainsi qu'une plaquette de plexiglass d'un millimètre sont collés sur le manchon dans le prolongement de la surface des fibres. La simulation a montré que l'épaisseur produite par cet empilement était optimale pour jouer le rôle du prémélangeur. La face libre de plexiglass faisant face au mélangeur est dépolie, faisant office de diffuseur. Après le passage dans le barreau, la lumière est une nouvelle fois diffusée par une plaquette de plexiglass identique à la première et collée sur le manchon des fibres secondaires. La figure 4.8 montre la disposition des éléments constituant le mélangeur dans leur support mécanique. Entre le barreau (d'une longueur de 200 millimètres et d'une section de 5 x 5

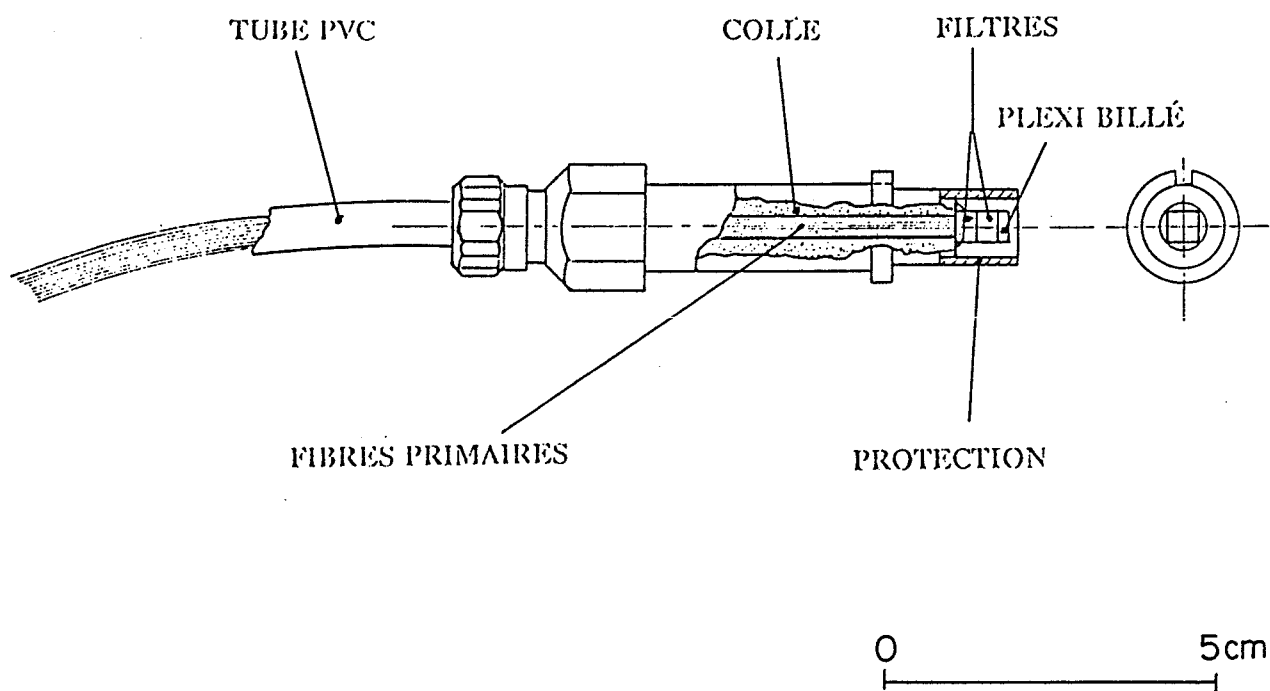


Figure 4.7: Le manchon primaire du côté du mélangeur

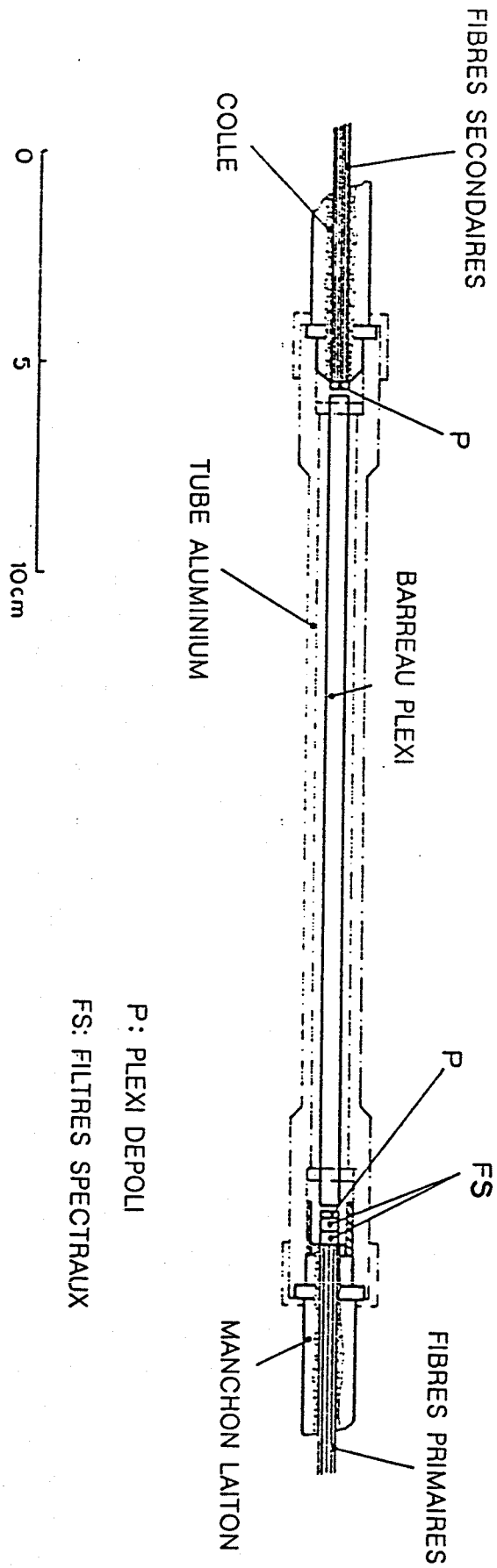


Figure 4.8: Le mélangeur de lumière

millimètres carrés) et les diffuseurs, un espace d'air d'un millimètre est laissé afin de préserver les propriétés de diffusion. Le barreau et les deux faisceaux de fibres sont maintenus d'une manière solidaire par le support, et, une fois montés, présentent une excellente stabilité mécanique.

4.3.3 Les fibres secondaires

A la sortie des mélangeurs de lumière, les fibres secondaires prennent le relais et transportent la lumière xénon aux cristaux et aux détecteurs de référence. Parmi les qualités qu'elles doivent posséder, il faut mentionner la capacité de transporter une haute intensité lumineuse, une grande ouverture numérique pour illuminer l'ensemble du volume du cristal, la souplesse, l'insensibilité aux changements de courbure, la résistance aux radiations. Un grand nombre de types de fibre ont été essayés lors des tests en laboratoire et des prises de données des systèmes prototype ayant fonctionné en faisceau sur la matrice de 100 cristaux. La fibre HCP 206T a finalement été retenue car elle possède les meilleures caractéristiques sur tous les points mentionnés. Son diamètre de cœur de 200 microns et son ouverture numérique de l'ordre de 0.4 (mesure en laboratoire) permettent le transport d'une haute intensité. De plus, la résistance aux radiations du quartz dont est fait son cœur est excellente. Des rayons de courbure de l'ordre du centimètre sont supportés sans changement de transmission, comme l'ont montré des essais effectués en laboratoire.

L'assemblage des fibres secondaires en faisceaux du côté du mélangeur est fait dans un manchon d'une manière similaire à celle employée pour les fibres primaires. Le manteau est enlevé sur deux centimètres, et les fibres munies de leur seule gaine sont collées⁴ dans le manchon en laiton (figure 4.9). Une fois le collage effectué, le manchon est scié et poli pour obtenir une surface parfaitement lisse optimisant la collection de lumière de toutes les fibres. Le nombre de fibres secondaires ainsi assemblées en un faisceau est de 280 sur une section circulaire de 4 millimètres de diamètre. Sur ces 280 fibres, 240 sont connectées à des cristaux, deux à des photomultiplicateurs de référence, une à une photodiode de référence, et les autres constituent une réserve en cas de cassure accidentelle.

L'influence du nombre de fibres assemblées dans un faisceau sur la stabilité du système a été testée sur la matrice de 100 cristaux. Lors de la dernière période de prise de données, la matrice fut équipée de deux systèmes xénon indépendants, chacun consistant en une lampe, un faisceau de fibres primaires, des filtres spectraux, un mélangeur, un faisceau de fibres secondaires et des photomultiplicateurs de référence. La matrice était virtuellement partagée en deux, 50 cristaux étant alimentés par un système et 50 cristaux par l'autre. Le faisceau de fibres secondaires du premier système rassemblait 130 fibres, et le faisceau du second 270. Les résultats ont montré que la stabilité des deux systèmes était la même : la stabilité moyenne des signaux dans les cristaux corrigés par ceux des photomultiplicateurs fut de 0.3 % sur une période de 16 jours.

Du côté des cristaux, les extrémités des fibres secondaires doivent présenter une

⁴ colle Epotek 301

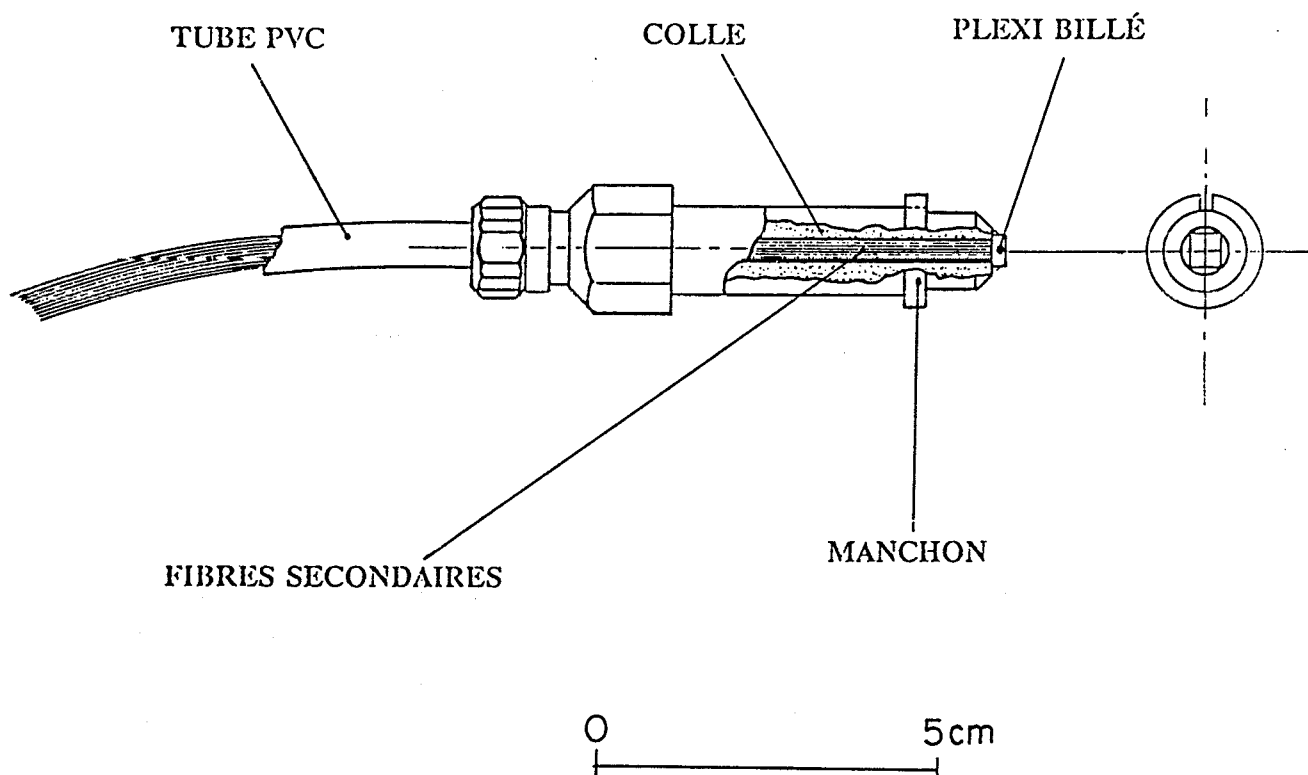


Figure 4.9: Le manchon secondaire (270 fibres)

surface parfaitement lisse et perpendiculaire à l'axe fibre-cristal. Les imperfections de cette surface se traduisent par une perte de lumière injectée au cristal, et une inclinaison de l'angle de coupure provoque une déviation du faisceau de lumière par rapport à l'axe du cristal. La méthode utilisée est la coupure à l'aide d'un outil spécialisé comportant un diamant. Des essais de polissage de la surface n'ont eu pour résultats qu'une diminution d'intensité à la sortie des fibres et une nette augmentation du temps de travail par fibre. La coupure au diamant produit une surface beaucoup plus lisse que le polissage. Toutefois, un travail soigneux est nécessaire pour assurer une qualité de coupe reproductible d'une fibre à l'autre.

Une fois coupée, l'extrémité de la fibre est sertie dans un cylindre en laiton assurant la rigidité et la protection de cette partie critique de la fibre. C'est par cet intermédiaire que la fibre sera couplée au cristal. Dans la suite du texte, cette partie métallique sera citée par l'appellation anglaise de 'ferrule'. Cette ferrule est visible à la figure 4.12.

4.4 Le couplage aux cristaux

La question du couplage des fibres optiques aux cristaux de BGO possède deux solutions réalistes : la fixation sur la face avant ou sur la face arrière des cristaux. La transparence de l'ensemble du volume du cristal est mieux testée dans le cas de la fixation à l'arrière puisque le cheminement de la lumière de la sortie des fibres aux photodiodes est

moins direct, mais cela représente certainement une perte sur le signal détecté par rapport à une injection par l'avant. Pour savoir si cette perte est acceptable, et pour définir les tolérances mécaniques de la fixation des fibres sur les cristaux, un banc de test comprenant un cristal de BGO logé dans une boîte étanche à la lumière, une lampe au xénon et des fibres optiques a été monté. L'extrémité de la fibre, munie d'une ferrule, est positionnée sur la face avant ou arrière du cristal par un dispositif mécanique permettant de varier la distance la séparant du cristal avec une précision de 0.1 millimètre. Latéralement, la position de la fibre peut couvrir toute la surface de la face du cristal, avec une précision de 0.02 millimètre. L'angle d'incidence de la lumière (angle de la fibre par rapport à la normale à la face du cristal) est également réglable, entre 0 et ± 45 degrés. Une autre fibre, provenant du même endroit devant la lampe, illumine un photomultiplicateur qui sert à corriger les fluctuations d'intensité de la lampe impulsion par impulsion. Le gain du photomultiplicateur est suivi par des impulsions lumineuses venant d'un scintillateur plastique sur lequel est déposée une couche d'américium, placé en face de la photocathode.

Plusieurs séries de mesures ont été faites dans des conditions très variées, avec différents cristaux, fibres optiques, emballages du cristal et combinaisons de filtres spectraux. Pour chaque ensemble de conditions expérimentales une série de mesures détermine la quantité de lumière détectée en fonction des positions longitudinale (z selon l'axe du cristal), latérale (x et y), et de l'angle de la fibre par rapport au cristal sur les faces avant et arrière. Les résultats décrits ici sont issus des mesures faites dans les conditions qui se rapprochent le plus du système final pour le baril : le cristal est de la forme trapézoïdale finalement retenue pour le calorimètre. Ses dimensions sont : 24 centimètres de longueur, face avant carrée de 2 centimètres de côté et face arrière carrée de 3 centimètres de côté. Deux de ses faces latérales sont dépolies, et toutes les autres faces sont polies, ce qui ne correspond pas à l'état de surface retenu a posteriori pour les cristaux du baril. Ceux-ci ont toutes leurs faces polies et recouvertes de peinture blanche réfléchissante, état de surface qui optimise la quantité de lumière récoltée et l'uniformité de collection (section 3.1). Ici les faces latérales sont recouvertes d'un emballage constitué d'une déposition sur papier de peinture réfléchissante Kodak 6080, ayant un coefficient de réflexion supérieur à 0.98 au-dessus de 350 nanomètres. Un filtre coupant la partie ultraviolette du spectre et deux filtres colorés sont intercalés entre la lampe et les fibres pour que les caractéristiques spectrales des impulsions lumineuses injectées correspondent à celles de la lumière de scintillation du BGO. La fibre optique est du type PCS 200. Ce n'est pas exactement la fibre qui sera retenue pour le baril, mais elle possède la même ouverture numérique de 0.4, ce qui est le seul paramètre important pour cette mesure. Cela correspond à une ouverture de 24 degrés dans l'air, mais, à l'entrée dans le BGO, la réfraction la ramène à 11 degrés. Pour la lecture du signal, quatre photodiodes, montées en parallèle sur un unique préamplificateur, sont fixées sur la face arrière du cristal. De la graisse optique est présente entre le BGO et les fenêtres des photodiodes pour assurer le contact optique. Les photodiodes sont situées aux quatre coins de la face, ce qui permet de placer la fibre au centre de la face et d'effectuer un déplacement latéral suffisant pour tracer une courbe de dépendance. La surface sensible totale de quatre centimètres carrés est légèrement supérieure aux trois centimètres carrés équipant les cristaux du baril, et la disposition est nettement plus excentrée (figure 4.10).



Figure 4.10: Zone sensible des photodiodes sur les cristaux

Dans le cas où la fibre se trouve sur la face arrière du cristal, un réflecteur de 2 x 2 centimètres carrés est placé sur la face avant. Deux réflecteurs sont testés successivement : le mylar ($C_5H_4O_2$) aluminisé, et un papier recouvert de la peinture réfléchissante NE 560, celle-là même qui recouvre les faces des cristaux du baril. Le premier donne lieu à des réflexions spéculaires, alors que le second réfléchit d'une manière diffuse.

La figure 4.11 présente les quantités de lumière (en unités arbitraires) obtenues en variant l'angle et la position (latérale et longitudinale) de la fibre sur les deux faces. Les courbes de la colonne de gauche sont faites en éclairage par la face avant : on remarque une forte dépendance vis-à-vis des déplacements latéraux et angulaires. L'asymétrie des courbes en Y et en angle sont dues à une inclinaison de la face de la fibre par laquelle sort la lumière. Cela peut venir d'une mauvaise coupure de la fibre, ou d'une mauvaise position de la fibre dans sa ferrule. Les mesures en éclairage par la face arrière avec le réflecteur en mylar donnent des courbes semblables à celles obtenues en éclairage par l'avant. Elles ne sont pas présentées. Par contre, le réflecteur diffusant NE 560 donne des résultats très intéressants qui sont illustrés par les courbes de la colonne de droite de la figure 4.11. L'asymétrie constatée précédemment a complètement disparu et les courbes en X, Y et Z sont plates compte tenu des erreurs de mesure. Il reste une légère dépendance en angle, mais celle-ci est nettement atténuée.

Le second résultat est la comparaison des quantités de lumière absolues détectées entre le cas où la fibre est placée sur la face avant et celui où elle est sur la face arrière. Les valeurs pour l'éclairage à l'arrière sont indépendantes de la position de la fibre. Pour l'éclairage par l'avant, les valeurs sont maximales avec la fibre en face d'une photodiode, et minimales avec la fibre au centre de la face. Cela s'explique par le fait que la plus grande partie de la lumière est émise à petit angle autour de l'axe du cône. Ainsi, lorsque la fibre se trouve en face d'une photodiode, la plus grande partie du signal provient uniquement de cette photodiode. Cette situation montre la difficulté à tester correctement le volume du cristal et l'ensemble de la surface photosensible avec l'éclairage par la face avant. La comparaison est donc faite dans les conditions les plus réalistes, c'est-à-dire avec la fibre en position centrale dans les deux cas. Les résultats figurent à la table 4.1. Les intensités

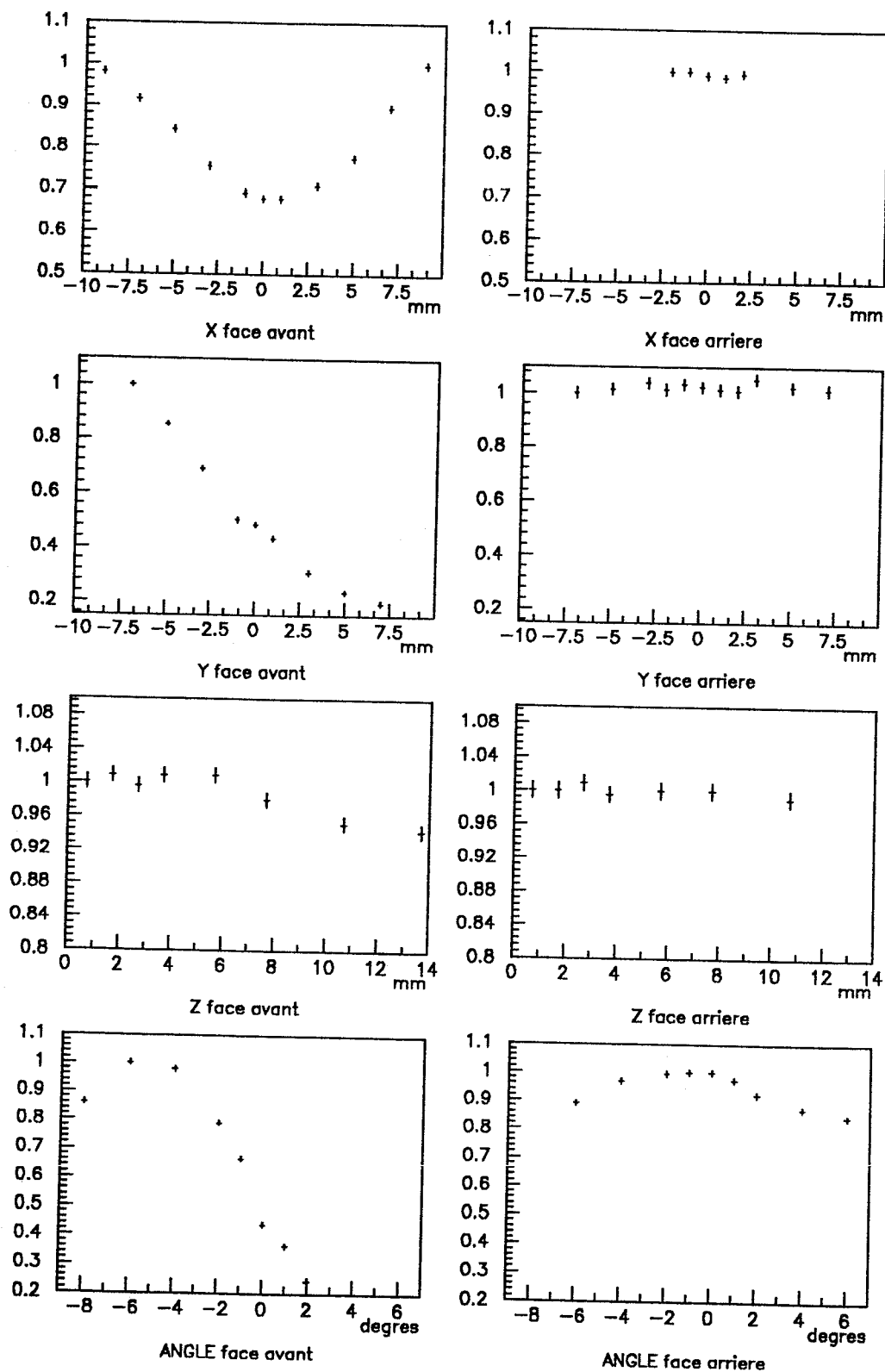


Figure 4.11: Variations du signal en fonction des variations de position et d'angle de la fibre sur les faces avant (sans diffuseur face avant) et arriere (diffuseur face avant)

Eclairage	signal mesuré
avant	1.0
arrière + réflecteur mylar aluminisé	1.1
arrière + réflecteur NE 560	1.04

Table 4.1: Quantité de lumière détectée en éclairage par la face avant ou arrière

détectées sont très similaires. La disposition des photodiodes durant les mesures n'étant pas tout à fait équivalente à celle retenue finalement pour le calorimètre (figure 4.10), la comparaison absolue n'est pas exactement transposable aux conditions finales. Cependant, la conclusion générale suivante est valable : le couplage des fibres optiques sur la face arrière des cristaux est supportable au point de vue de l'intensité lumineuse détectée, et est vivement recommandé en ce qui concerne la stabilité du signal par rapport à la position des fibres. Avec un réflecteur en peinture blanche diffusante, la collection de lumière en éclairage par la face arrière est indépendante de la position de la fibre. Le réflecteur en mylar donne une intensité de lumière collectée essentiellement égale à celle obtenue avec la peinture blanche, mais la sensibilité en angle et position de la fibre est aussi importante qu'en éclairage par la face avant. Il doit donc être rejeté. Le paramètre le plus critique est l'angle de la fibre. Il faut assurer la stabilité angulaire de la fibre à mieux que 0.25 degré pour rester à 0.5 % de stabilité absolue. Une inclinaison de l'ordre de 5 degrés de la coupure de la fibre ou de la position de celle-ci dans la ferrule par rapport à l'axe du cristal pouvant entraîner une baisse de 10 % du signal mesuré par les photodiodes, ce phénomène entre certainement pour une part importante dans la dispersion des transmissions observée entre les fibres d'un paquet. La stabilité du système n'est pas mise en danger par ce phénomène, car les fibres sont couplées aux cristaux d'une manière stable excluant toute rotation des fibres sur leur axe (figure 4.12). Il serait par contre difficile de conserver cette stabilité lors d'une opération de déconnexion et reconnexion d'une fibre, mais une telle opération ne sera requise que dans des cas accidentels tels que le remplacement d'un cristal ou d'une photodiode. Or ces cas accidentels impliquent naturellement une recalibration du cristal.

La géométrie du calorimètre favorise également le couplage des fibres optiques à la face arrière des cristaux, celle qui reçoit les photodiodes. Il est plus simple de fixer les fibres et les photodiodes sur une seule et même capsule aux de BGO que de fabriquer une deuxième capsule spécialement pour les fibres, qui viendrait s'adapter sur la face avant. Avec une fixation par l'arrière, les fibres sont protégées par les 24 centimètres de BGO contre les radiations venant du centre du détecteur. La figure 4.12 montre le dessin final de la capsule équipant la face arrière de chaque cristal. On peut voir la position des deux photodiodes et le dispositif de fixation pour deux fibres optiques.

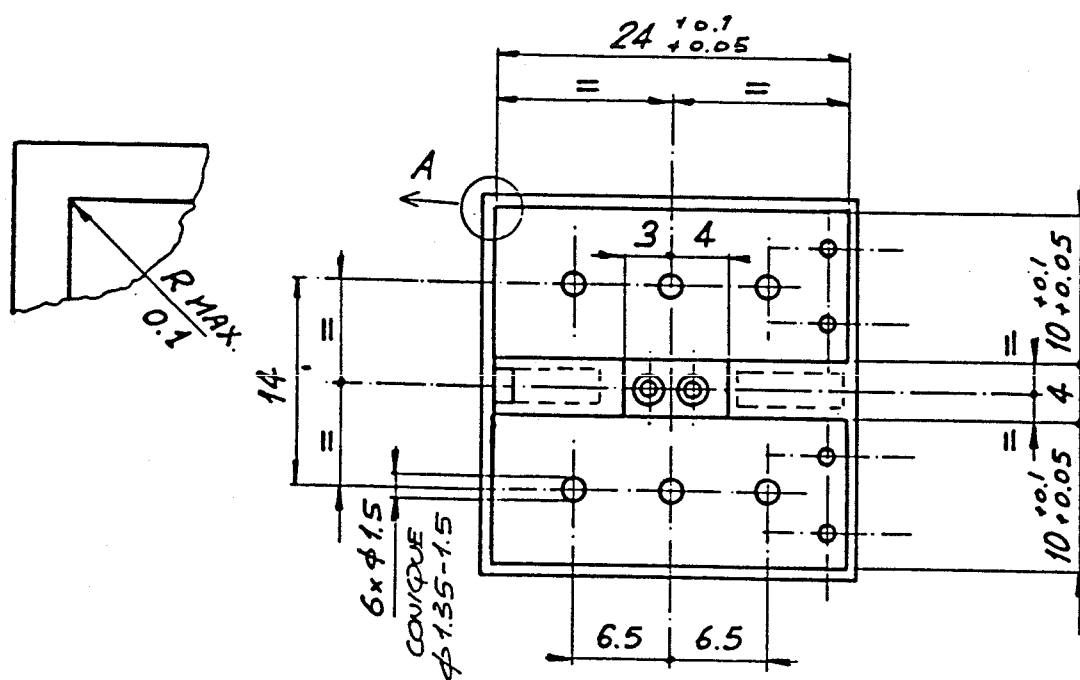
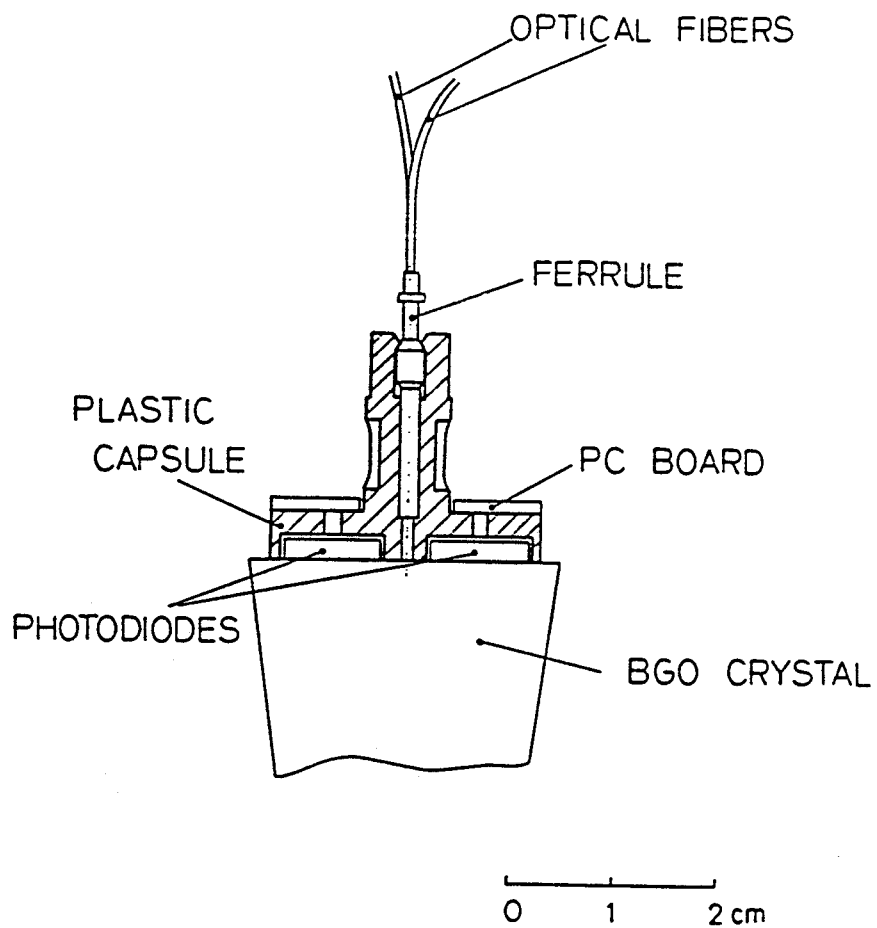


Figure 4.12: Capsule de fixation des photodiodes et des fibres optiques sur la face arrière des cristaux

4.5 Les réflecteurs des cristaux

La décision de coupler les fibres optiques aux cristaux par la face arrière rend important le choix du réflecteur à installer sur la face avant des cristaux. Celui-ci doit avoir des propriétés diffusantes, un haut coefficient de réflexion, et une bonne tenue aux radiations. Divers matériaux ont été mesurés avec l'appareillage décrit à la section précédente, en utilisant les fibres, les filtres et la lampe prévus pour le système final. Les faces latérales du cristal étaient entourées d'une couche de papier blanc Harshaw, elle-même enrobée dans du mylar aluminisé. Les taux de lumière détectée ont été comparés pour plusieurs échantillons de chaque matériau. Puis la moitié des échantillons de chaque type a subi une irradiation à l'Hôpital Cantonal de Genève. Ils ont reçu un flux homogène de γ de 1.17 MeV en provenance de la bombe au cobalt, en une dose correspondant à 7500 rads absorbés par gramme de tissus humains. L'autre moitié des échantillons est restée intouchée, servant de témoins pour comparaison avec les échantillons irradiés. Tous les échantillons ont la forme d'une plaquette mince carrée de 2 centimètres de côté.

La table 4.2 présente les résultats des huit matériaux testés. Les chiffres de la première colonne représentent la quantité de lumière détectée avec les échantillons avant l'irradiation. Pour chaque matériau est donnée la moyenne des résultats de tous les échantillons. L'erreur associée possède deux composantes : la différence de réflexion d'un échantillon à l'autre, et la différence due aux changements de position de la plaquette d'une mesure à l'autre. Cette dernière provient du fait qu'il est difficile de repositionner une plaquette de réflecteur deux fois de suite exactement de la même manière. Tous les matériaux donnent des quantités de lumière détectée situées dans une fourchette de 10 %, à l'exception de l'antico dont on peut percevoir déjà à l'oeil son aspect grisâtre. La dernière ligne de la table donne le résultat d'une mesure faite sans aucun réflecteur sur la face avant. L'utilisation d'un réflecteur permet donc de gagner un facteur trois sur la collection de lumière dans le cas du xénon. (Pour les gerbes électromagnétiques, l'effet est un peu

Matériau	taux de lumière	irradié/non irradié
Papier Harshaw	1.000 ± 0.007	1.002 ± 0.008
Peinture Kodak/aluminium	1.020 ± 0.002	0.997 ± 0.004
Thermolaquage/aluminium	0.950 ± 0.003	1.005 ± 0.005
Polystyrène	0.943 ± 0.002	0.994 ± 0.003
Peinture NE560/aluminium	0.931 ± 0.003	1.003 ± 0.004
Teflon/antico	0.921 ± 0.001	0.995 ± 0.002
Céramique	0.908 ± 0.004	0.990 ± 0.005
Antico	0.682 ± 0.007	0.994 ± 0.008
Pas de réflecteur	0.325 ± 0.001	

Table 4.2: test des réflecteurs

moins important puisqu'une partie des photons sont émis directement vers la face arrière où sont situées les photodiodes, ce qui n'est pas le cas pour le xénon.) Les valeurs de la seconde colonne sont obtenues pour chaque matériau par la moyenne des valeurs obtenues avec les échantillons irradiés divisée par la moyenne des valeurs des échantillons témoins n'ayant pas subi l'irradiation. Toutes les valeurs sont situées dans un intervalle de plus ou moins deux fois l'erreur statistique centré à l'unité. Au niveau de précision inférieur au pour-cent de l'expérience, aucun matériau ne montre une diminution de réflectivité.

En conclusion, aucun effet n'est décelable sur les matériaux ayant reçu une dose équivalente de 7500 rads. Le BGO lui-même est beaucoup plus sensible, puisque les essais effectués sur une matrice de 9 cristaux calibrés en faisceau en 1985 ont mis en évidence un effet de l'ordre de 20 % après une irradiation du même type, mais de seulement 1000 rads équivalents. La possibilité d'appliquer une peinture directement sur la face éviterait les problèmes de stabilité de position des réflecteurs pouvant créer des variations de signal allant jusqu'à 0.5 % suivant le matériau. La décision finale de peindre les faces latérales des cristaux avec la peinture NE560 rend naturel un traitement identique des faces avant.

4.6 Le spectre délivré aux cristaux

Le spectre de la lumière distribuée aux cristaux par le système xénon doit se rapprocher le plus possible de celui de la lumière de scintillation du BGO. Le spectre brut des lampes au xénon est constitué dans le domaine visible d'une succession de pics superposés à un fond continu assez élevé (figure 4.13). Pour reproduire le spectre du BGO mesuré dans le cadre de la collaboration L3 [17], il faut couper toutes les longueurs d'onde situées au-dessous de 350 nanomètres et au-dessus de 700 nanomètres. Deux filtres (Oriel 5147 et 5208) ont été choisis à cette fin sur la base des courbes du fabricant. Le spectre ainsi obtenu devrait être adéquat et ne subir que des modifications mineures par les fibres optiques et le mélangeur. Cette hypothèse a été vérifiée par deux méthodes : le calcul et la mesure.

Le calcul est basé sur les spectres des fabricants de tous les composants optiques du système. Le spectre d'émission de la lampe L2453 est tout d'abord échantillonné par intervalle de 10 nanomètres entre 300 et 750 nanomètres. Ces valeurs sont ensuite multipliées par la courbe de transmission de 35 mètres de PCS 600 (fibres primaires), puis par celles des deux filtres colorés. Les 2 mètres de HCP 206T (fibres secondaires) et les 15 centimètres de plexiglass du mélangeur ne changeant pas le spectre de plus de quelques pour-cent, ils ne sont pas pris en considération. La figure 4.14.a superpose le résultat du calcul et le spectre d'émission du BGO [17], la normalisation étant faite par l'égalisation des intégrales des deux courbes. L'accord est très bon sur les flancs violet et rouge du spectre. Cet accord n'est toutefois que théorique puisque basé uniquement sur les courbes des constructeurs et sur l'hypothèse que le mélangeur et les fibres secondaires n'influencent pas le spectre. Une mesure expérimentale est nécessaire pour vérifier la validité du calcul.

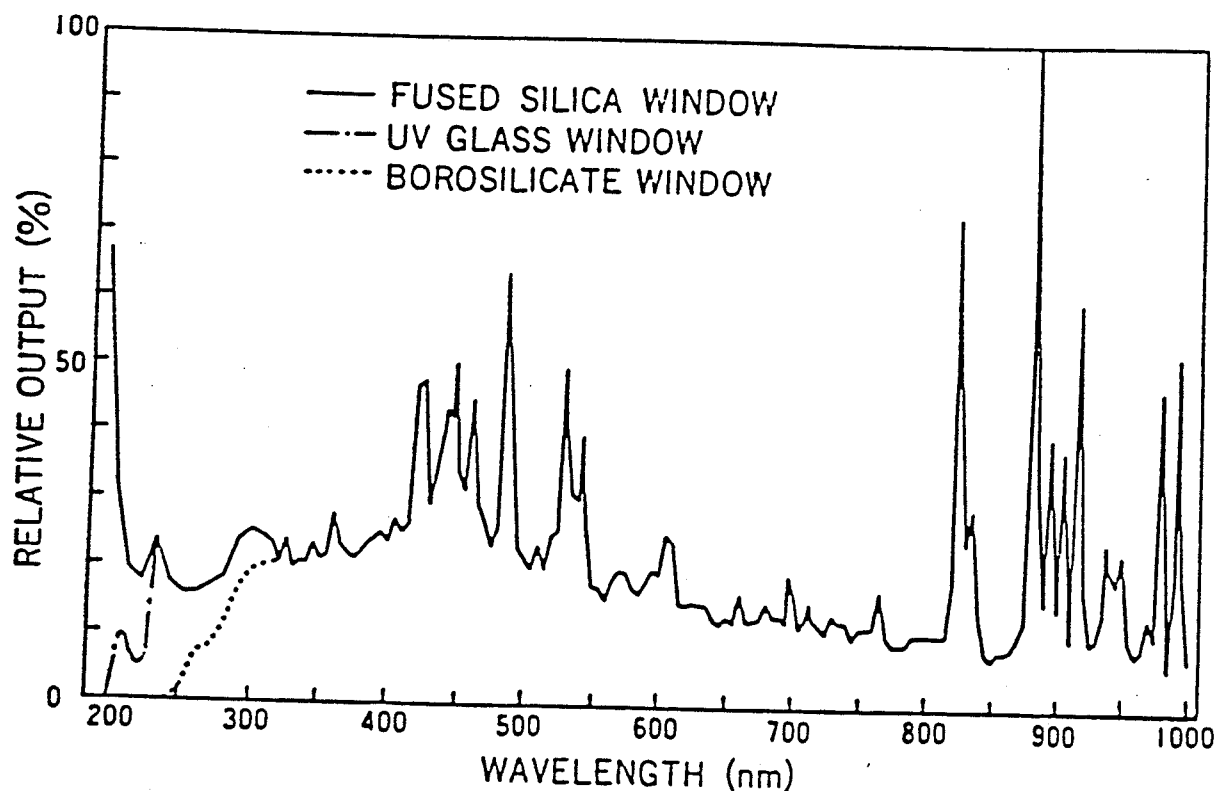


Figure 4.13: Spectre brut de la lampe xénon

La construction, la calibration du spectromètre utilisé et les résultats des mesures sont décrits dans tous les détails dans la référence [20]. Le travail est très délicat, et il est difficile d'estimer l'erreur sur la calibration absolue. Pour des raisons de manque d'intensité, il n'a pas été possible de mesurer la fluorescence du BGO avec le spectromètre. Malgré ces difficultés, la comparaison de la mesure du spectre du système xénon complet dans la configuration définitive avec le spectre du BGO montre un accord satisfaisant (figure 4.14.b). Avec l'aide du calcul des courbes théoriques, et malgré la précision limitée de la mesure, il est possible d'affirmer que le spectre du système xénon est tout-à-fait adapté à sa tâche de reproduction de la lumière de fluorescence du BGO.

4.7 Les détecteurs de référence

Le système de détecteurs de référence assure la mesure de l'intensité des lampes. Il suit les variations d'intensité brute en vue de la correction des signaux mesurés dans les cristaux. Il est constitué d'un ensemble de photomultiplicateurs et de photodiodes.

Les photomultiplicateurs finaux ont été utilisés dès le premier prototype de système xénon. Le choix s'est tout de suite porté sur le modèle XP2203B de Philips en raison de la courbe de sensibilité spectrale favorable et de la stabilité. Ils sont dotés d'une photocathode tri-alcaline S-20 de 44 millimètres de diamètre, qui est bien adaptée au spectre centré à la longueur d'onde de 480 nanomètres des impulsions du système xénon. Les dynodes sont

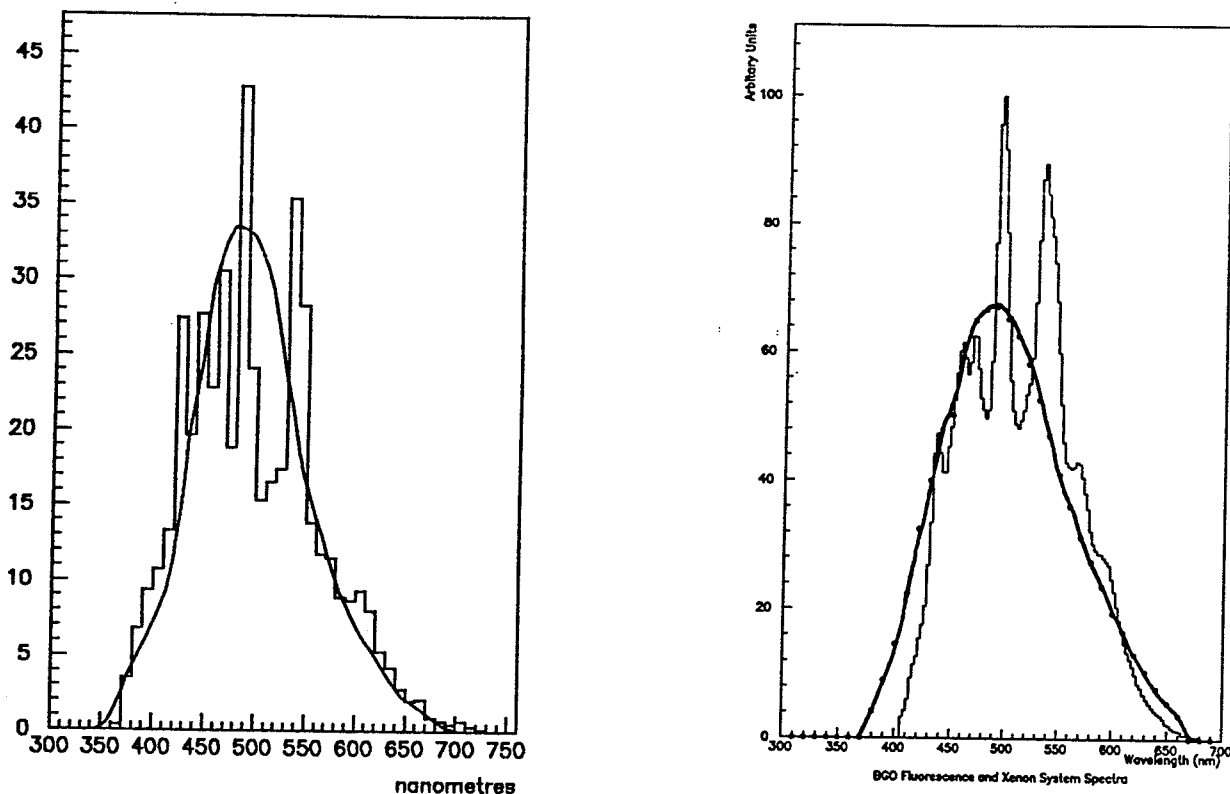


Figure 4.14: Spectre délivré aux cristaux comparé au spectre d'émission du BGO (courbe lisse) : a) calcul (à gauche) et b) mesure spectromètre (à droite)

disposées 'head-on' et comportent dix étages. Le schéma du diviseur de tension monté dans les bases se trouve à l'annexe A. Le gain de chaque photomultiplicateur est suivi par une source d'américium (^{241}Am) dont les atomes sont insérés dans le réseau d'un cristal de iodure de sodium dopé au Thalium ($\text{NaI}(\text{Tl})$) au moment de la croissance⁵. Le rayonnement α de 5.49 MeV est totalement absorbé dans le NaI, et produit un signal de scintillation d'une énergie équivalente (de l'absorption de γ dans le NaI) d'environ 3.5 MeV. Ces sources sont contenues dans une capsule en aluminium (figure 4.15) comportant une fenêtre transparente, placée à 4 millimètres de la photocathode (figure 4.16).

Le rôle de ces capsules est de maintenir une atmosphère parfaitement sèche autour du cristal, le NaI étant très hygroscopique. Les problèmes d'étanchéité de ces capsules rencontrés lors de la première calibration du premier demi-baril (voir chapitre 6) ont amené à la fabrication d'une seconde enceinte et l'amélioration de la jointure de la fenêtre pour le système final.

La résolution de ces sources est typiquement de 3 % RMS, ce qui implique qu'avec une statistique de 1000 événements une précision de 0.1 % sur la détermination de la position du pic est obtenue. Des sources d'américium déposés sur un scintillateur plastique ont été essayés, mais leur résolution étant supérieure à 10 % RMS, elles n'ont pas été retenues. Il existe également des sources où l'américium est externe au cristal de NaI, mais

⁵fabriquée par Harshaw

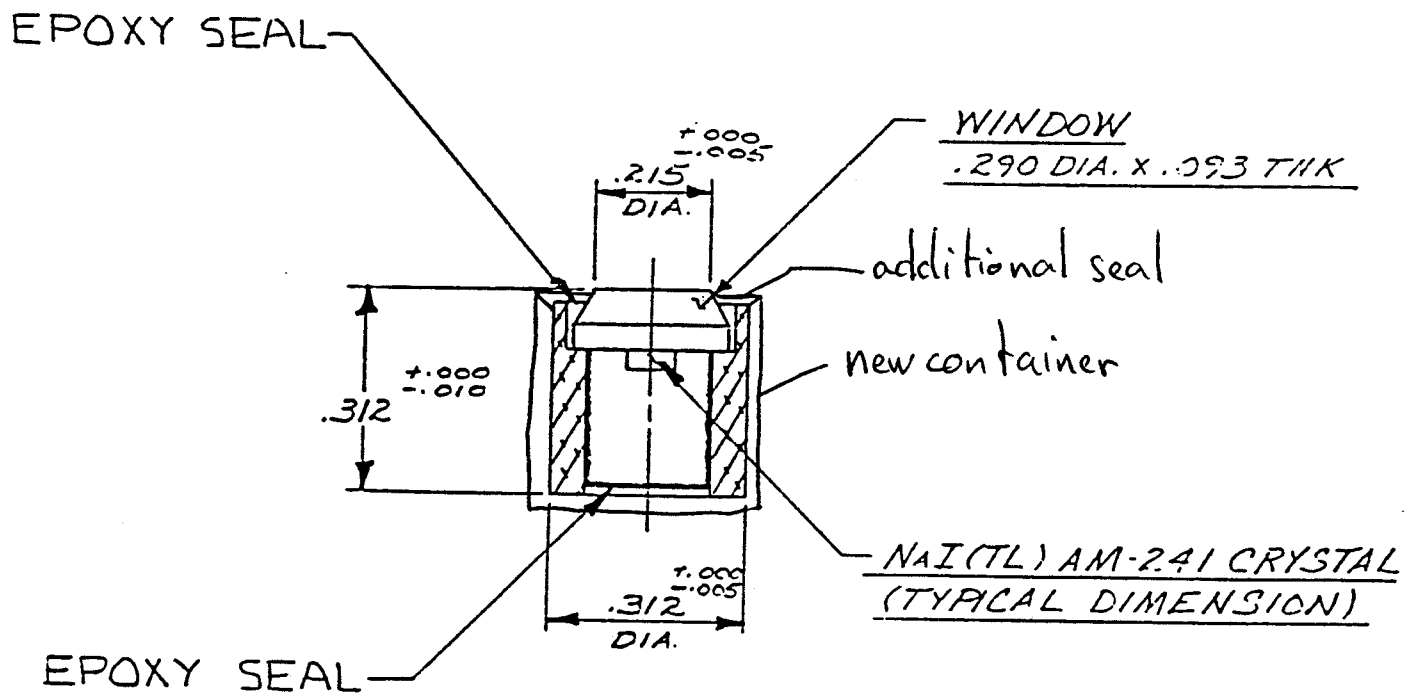


Figure 4.15: Les sources de contrôle du gain des photomultiplicateurs

dans ce cas la dissociation des deux éléments est une source potentielle d'instabilité.

Les prises de données réalisées avec les prototypes ont permis d'observer le phénomène connu qu'est la dépendance en température du taux de lumière émise par les sources. Cette dépendance est de l'ordre de 0.3 %/degré, mais diffère d'une source à l'autre. Pour éviter l'introduction d'erreur par des corrections imparfaites, l'ensemble des photomultiplicateurs dédiés à chaque demi-baril sera placé dans une armoire thermostatisée d'une stabilité d'un dixième de degré. La sensibilité des photomultiplicateurs aux champs magnétiques étant importante, un blindage magnétique sera installé pour les protéger du champ magnétique régnant à proximité de l'aimant de l'expérience I₃.

Un problème d'undershoot dans les signaux des photomultiplicateurs a été révélé par l'analyse des données, et par les tentatives de mesure de la forme de l'impulsion xénon (section 4.2.2). Après environ 2.5 microsecondes, le signal croise la ligne du zéro et se prolonge en une queue de polarité inverse à celle du pic sur une centaine de microsecondes. Cet effet est dû soit aux couplages RC de la base des photomultiplicateurs, soit aux électrons qui ne suivent pas la trajectoire prévue et chargent électrostatiquement les supports des dynodes et le verre du tube à vide. En raison de cet undershoot, un veto sera appliqué pour rejeter les événements trop rapprochés temporellement dans les photomultiplicateurs (section 5.4.3).

Le développement des photodiodes a commencé trop tard pour que des essais puissent être réalisés dans le cadre du système xénon prototype associé à la matrice de 100 cristaux. Le premier système de photodiodes construit et testé dans les conditions réalistes

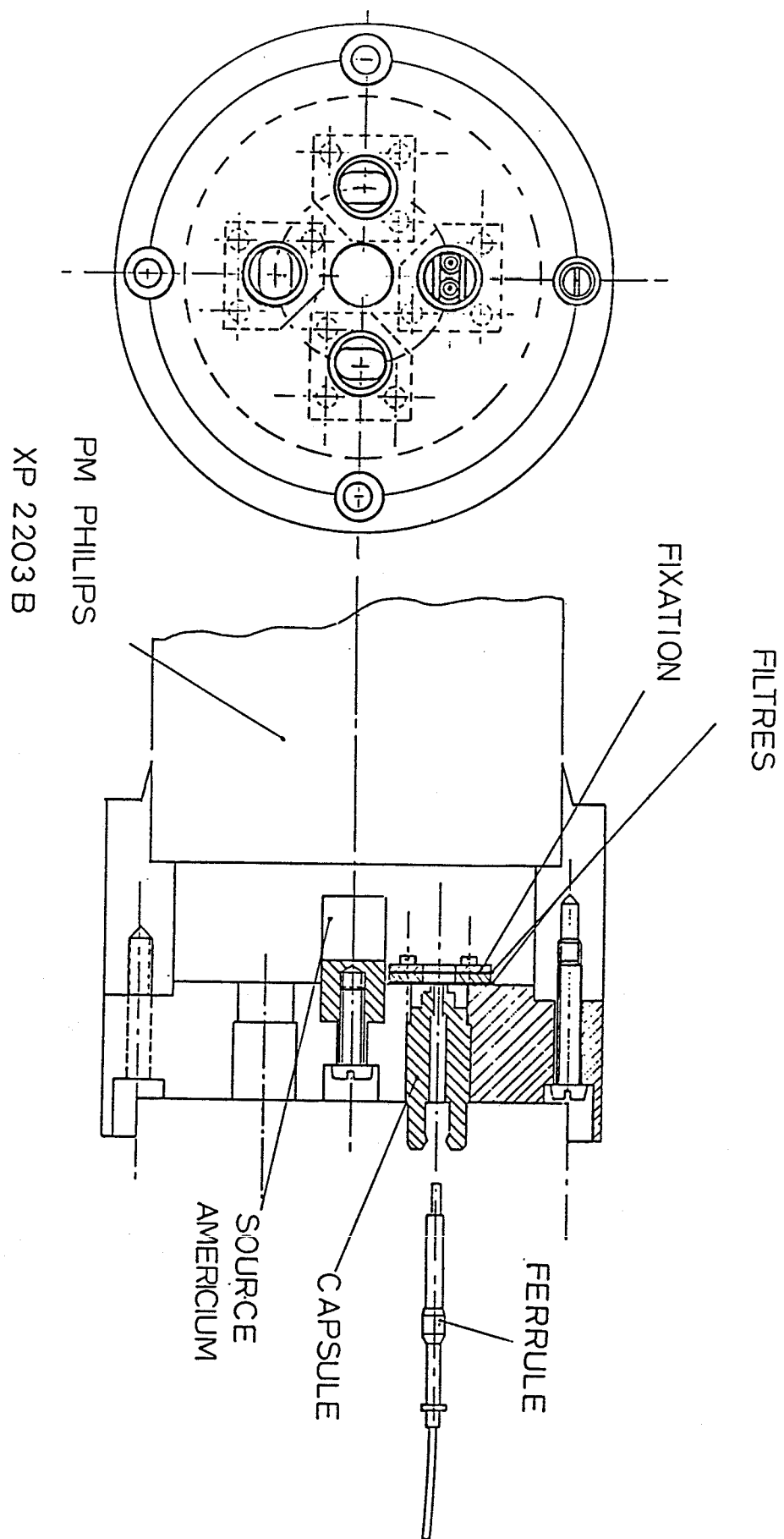


Figure 4.16: La capsule de fixation des fibres et de la source d'un photomultiplicateur

est le système final dédié au premier demi-baril. Les motivations et les mesures ayant mené aux choix de base du type de photodiodes, des amplificateurs et des sources radioactives servant au contrôle des gains sont détaillés dans la référence [21]. Pour des raisons de simplicité et de compatibilité, les photodiodes S2662-01 de Hamamatsu qui équipent les cristaux ont été choisies. Elles sont montées dans des boîtes en cuivre faisant office de blindage contre le bruit électromagnétique et de protection totale contre la lumière ambiante. La figure 4.17 montre une telle boîte appelée 'villa' contenant une photodiode, des filtres d'atténuation, une source radioactive et le couplage avec des fibres provenant de plusieurs lampes différentes. Afin d'obtenir une indépendance totale entre les photomultiplicateurs et les photodiodes, le contrôle des gains est effectué d'une manière complètement différente. Des rayons γ sont utilisés pour tester directement (sans l'intermédiaire d'un scintillateur) la réponse des photodiodes. La grande difficulté vient du fait que l'énergie des γ doit être suffisamment faible pour donner lieu à un pic photoélectrique net. Cela a pour conséquence que l'intensité des fibres des photodiodes doit être fortement filtrée pour rester dans la gamme dynamique de l'ADC. Les signaux des sources et de xénon ont alors une amplitude qui n'est que peu supérieure au niveau de bruit de l'électronique. Les sources utilisées sont faites d'américium (^{241}Am). Leur rayonnement γ de 59.5 KeV produit un photopic net dans la couche sensible des photodiodes. Avec ces sources, seul le gain de l'électronique est suivi. Les propriétés optiques des photodiodes ne sont pas testées. Des sources telles que celles qui équipent les photomultiplicateurs, produisant des signaux de lumière visible, testeraient la partie optique des photodiodes, mais elles n'ont pas été retenues dans le but de diversifier les méthodes employées, et pour des raisons d'encombrement.

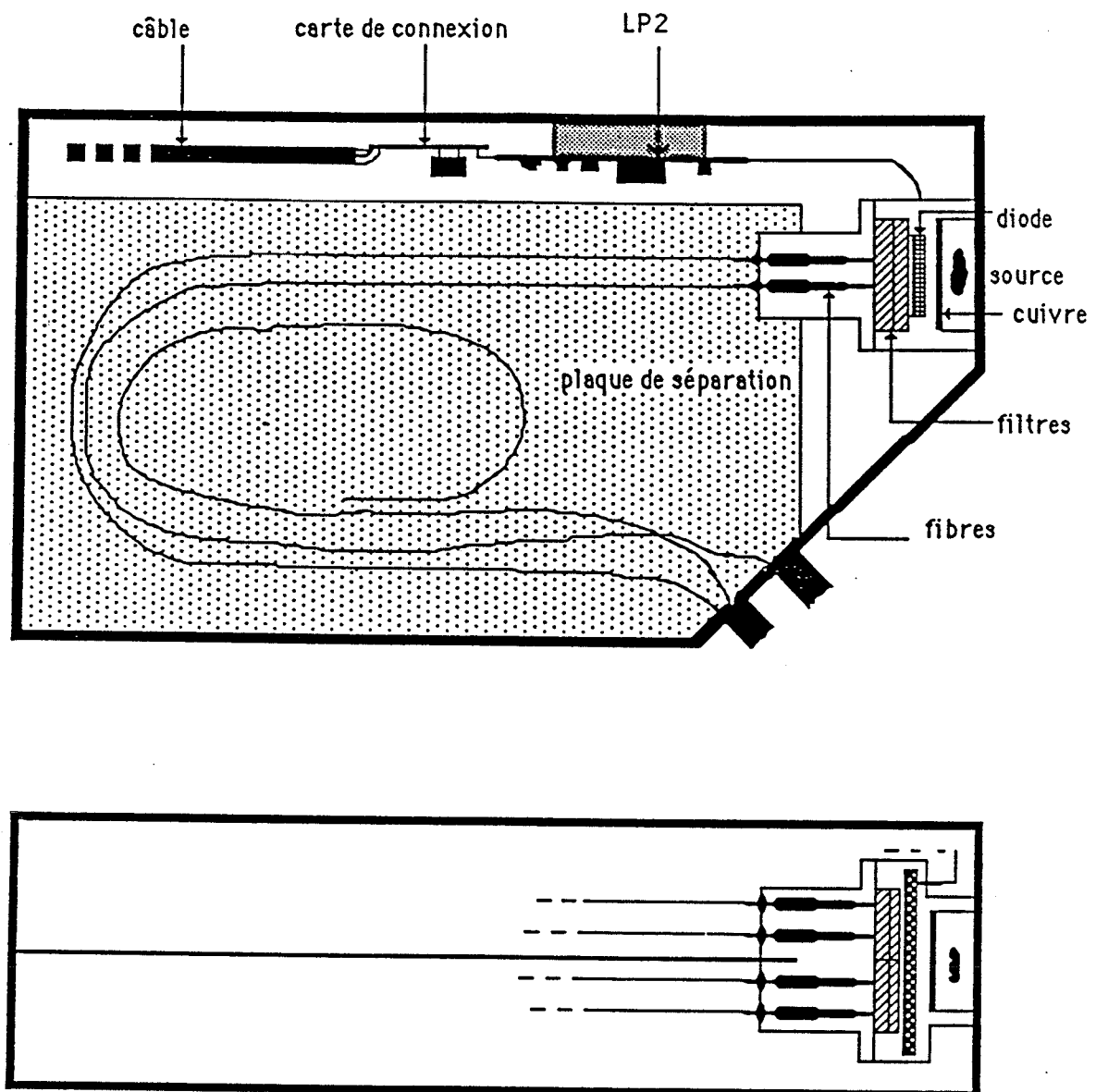


Figure 4.17: Boîte de logement des photodiodes

Chapitre 5

Configuration du système xénon pour le baril

Le développement de tous les éléments du système a été exposé au chapitre 4, dans lequel se trouvent tous les schémas détaillés. Le présent chapitre présente succinctement l'ensemble des constituants du système final installés sur le baril, et leur configuration exacte (nombre d'unités de chaque composant, disposition relativement au baril). Pour la clarté de la lecture, ce chapitre comprend certaine répétition avec le chapitre précédent. Tout comme la mécanique et l'électronique du BGO, le système xénon est divisé en deux parties identiques mais complètement indépendantes, chacune étant attachée à l'un des deux demi-barils. Chaque partie a été complètement testée et a fonctionné pendant la calibration des demi-barils. La description qui suit présente les éléments pour un demi-baril. Les cristaux de BGO sont alimentés en lumière xénon par un ensemble de fibres optiques et de mélangeurs de lumière. Des détecteurs de référence ayant leurs fibres propres sont installés pour mesurer et corriger les fluctuations d'intensité des lampes. Deux types de détecteurs différents sont utilisés pour mieux maîtriser les éventuels effets systématiques pouvant les affecter : des photomultiplicateurs et des photodiodes. Leur principe de fonctionnement et leur électronique de lecture sont différents, ce qui les rend complètement indépendants. Leur gain est individuellement contrôlé par des sources radioactives.

5.1 Distribution de la lumière au cristaux

Le système pour un demi-baril est lui-même dédoublé puisque chaque cristal est alimenté en lumière xénon par deux fibres. Les avantages de cette redondance sont une plus grande sécurité face à l'éventualité du bris de fibres, et une amélioration théorique maximale d'un facteur $\sqrt{2}$ dans la précision du monitoring des gains des cristaux. L'analyse (chapitre 6) montre que ce facteur est effectivement atteint, puisque les deux fibres de chaque cristal n'ont pas d'effet systématique commun. Dans le but d'augmenter l'information disponible, les deux systèmes délivrent une intensité moyenne différente, correspondant

à des énergies équivalentes de 35 GeV et 1.5 GeV respectivement, cette dernière énergie pouvant être variée à l'aide d'un jeu de filtres. Ces systèmes sont appelés systèmes de haute et basse intensité. Ils permettent de tester indépendamment les chaînes de digitalisation de haute et basse énergie de l'électronique du BGO.

La figure 5.1 montre le cheminement de la lumière pour une lampe. Il y a au total 8 lampes au xénon¹, 4 pour le système de haute intensité et 4 pour celui de basse intensité. Devant chaque lampe se trouvent 4 faisceaux de 14 fibres primaires du type PCS 600² d'une longueur de 35 mètres. Ces faisceaux sont placés dans un dispositif mécanique appelé 'space shuttle' (figure 4.6) qui les fait pointer vers l'emplacement de la décharge dans l'ampoule. La position de celui-ci est réglable longitudinalement et latéralement par rapport à l'ampoule. En le réglant sur le foyer, on obtient le maximum de lumière dans les 4 faisceaux. La position radiale de chaque faisceau est réglable, ce qui permet d'égaliser l'intensité lumineuse relative transmise par les faisceaux, même si leur transmission est différente l'une de l'autre. L'intensité d'une lampe dépend de la haute tension appliquée, mais la plage de fonctionnement normal de la lampe et de son circuit de déclenchement ne permet qu'une variation d'un facteur 2 en intensité lumineuse. La différence d'un facteur 25 en intensité entre les lampes de haute et basse intensité est obtenue par un filtre neutre³ interposé entre les lampes du système de basse intensité et leur space shuttle. Chacune de ces lampes possède une roue à 8 positions sur lesquelles sont montés 8 filtres d'atténuations différentes. Un moteur commandé par CAMAC permet de choisir l'intensité délivrée par une lampe par le biais du positionnement de la roue. Grâce à cette gamme d'intensités disponibles, la linéarité de l'électronique du BGO peut être testée très complètement.

Chacun des 32 faisceaux de fibres primaires alimente un mélangeur de lumière dont le rôle est de distribuer la lumière d'une manière uniforme aux fibres secondaires, indépendamment des variations géométriques de la source. Le mélangeur est la partie la plus critique du système en ce qui concerne la stabilité des signaux. Ses limitations ont été démontrées par l'analyse (chapitre 6). Les détails de la construction du mélangeur sont décrits à la section 4.3.2 et à la figure 4.8. Chaque mélangeur assure la distribution de lumière à 240 cristaux par l'intermédiaire de fibres secondaires HCP 206T⁴ d'une longueur de l'ordre du mètre, variable selon la position du cristal dans le baril. Les 240 cristaux d'un mélangeur sont disposés en 10 rangées contiguës en ϕ de 24 cristaux. Pour permettre l'étude d'éventuels effets systématiques, le découpage en mélangeurs n'est pas le même pour les systèmes de basse et de haute intensité. Le décalage est visible à la figure 5.2 qui représente le déroulement sur deux dimensions du premier demi-baril. Un tel décalage existe aussi pour le second demi-baril. Les deux fibres de chaque cristal sont fixées dans la capsule des photodiodes (figure 4.12). Le monitoring de l'intensité des lampes est fait par deux photomultiplicateurs et une photodiode attachés à chaque mélangeur. Les photomultiplicateurs sont situés loin du calorimètre à cause du champ magnétique qui régnera dans tout le détecteur, et aussi pour des raisons de place. Leurs fibres sont du

¹Hamamatsu L2453, arc de 1.5 millimètres, verre en borosilicate

²Plastic Clad Silica, à saut d'indice, diamètre de coeur 600 microns, de Fibres Optiques Industries

³Kodak Wratten N° 96

⁴fibre à saut d'indice, coeur de quartz d'un diamètre de 200 microns, de Ensign Bickford

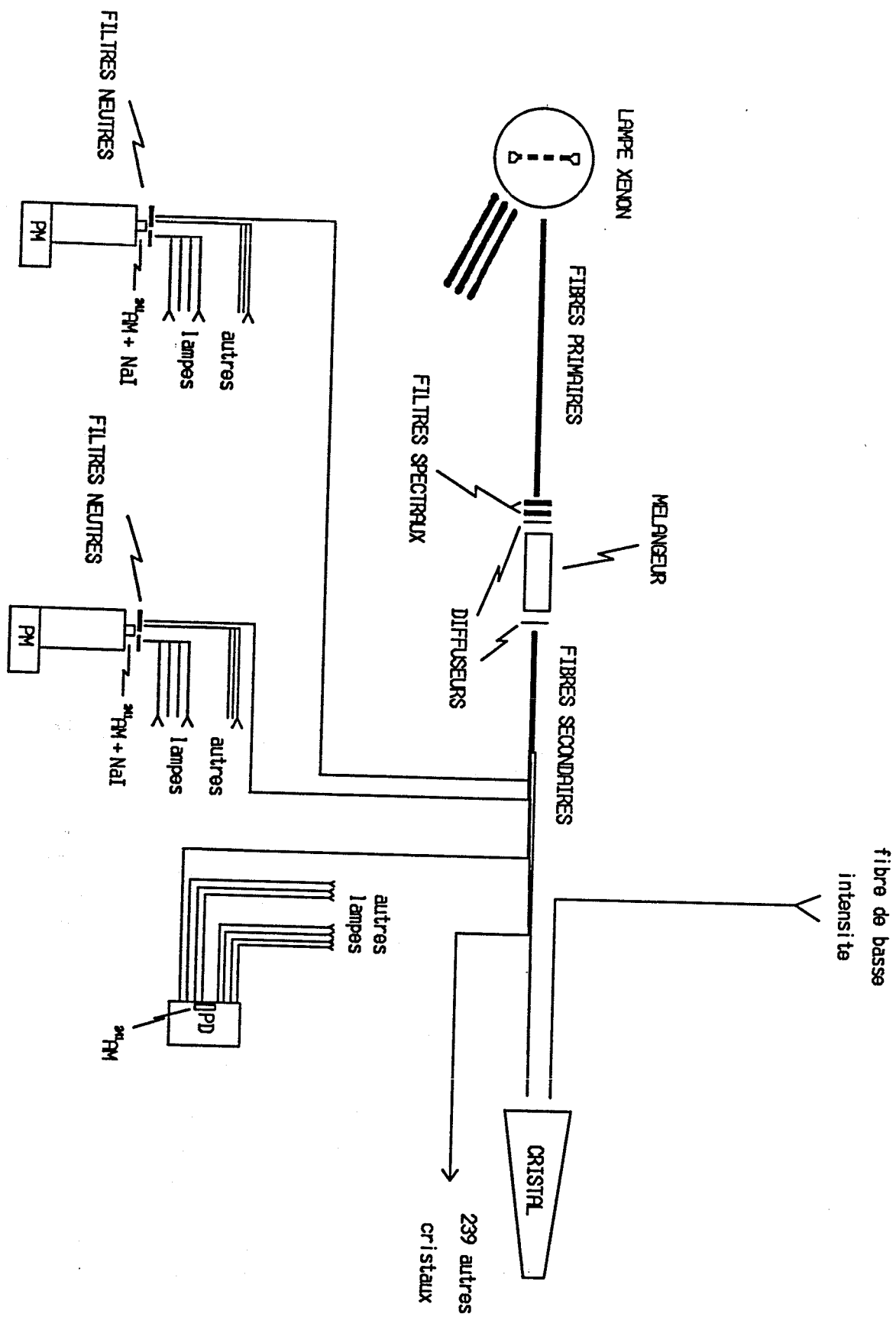


Figure 5.1: Distribution de la lumière xénon pour 1 lampe et 1 mélangeur

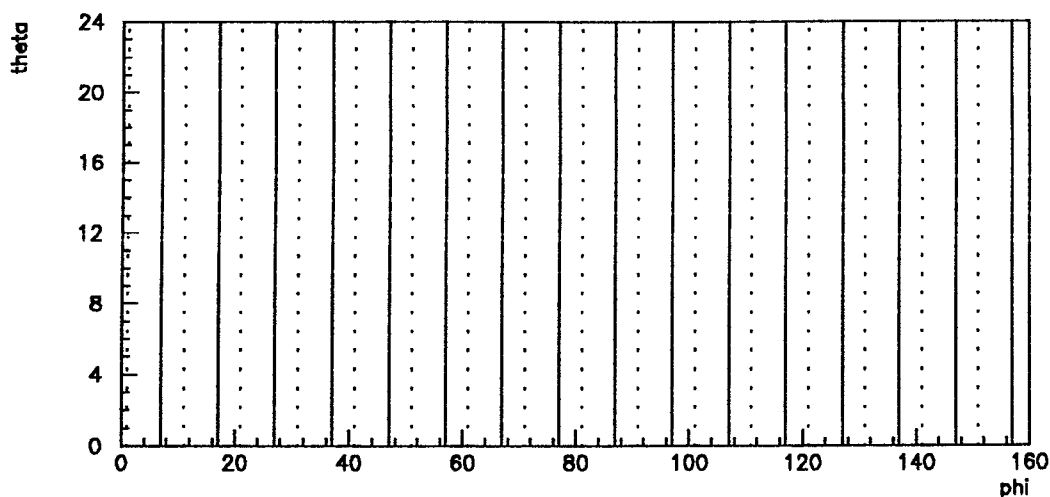


Figure 5.2: Topologie des mélangeurs sur le 1^{er} demi-baril : séparation des cristaux alimentés par les différents mélangeurs de haute intensité (traits pleins) et de basse intensité (traitillés)

même type que celles des cristaux, mais elles ont une longueur de 32 mètres. Les photodiodes, étant compactes et ne souffrant pas du champ magnétique, sont placées dans le calorimètre. Leurs fibres sont également du même type, mais d'une longueur de 2 mètres. Un faisceau de fibres secondaires alimente donc 240 cristaux, deux photomultiplicateurs et une photodiode. Avec les fibres de réserve, un faisceau assemble 270 fibres sur une surface de l'ordre de 12 millimètres carrés.

L'ensemble des fibres primaires pour le baril complet représente une longueur totale de plus de 30 kilomètres, et les fibres secondaires plus de 35 kilomètres.

5.2 Les photomultiplicateurs

Les photomultiplicateurs de référence du type XP2203B de Philips ont été choisis pour leur caractéristique spectrale et leur stabilité. Il y a huit photomultiplicateurs de mesure et un photomultiplicateur de déclenchement. Sur chaque photomultiplicateur de mesure est connectée une fibre par lampe. Avec quatre mélangeurs par lampe et deux fibres allant sur des photomultiplicateurs par mélangeur, un total de huit fibres transportent simultanément une impulsion lorsqu'une lampe fait une décharge. Afin d'assurer qu'en toutes circonstances un photomultiplicateur ne reçoive pas plus d'une impulsion à la fois, une seule lampe est déclenchée par événement xénon. Les fibres sont dotées de ferrules semblables à celles des fibres des cristaux. Les huit fibres par photomultiplicateur sont fixées sur leur capsule selon le même dispositif que sur les cristaux (figure 4.16). La surface de la photocathode illuminée par chaque fibre représente un disque d'environ un

centimètre de diamètre. Seuls les deux fibres voisines illuminent une surface partiellement commune de la photocathode, il n'y a aucune intersection entre les quatre paires de fibres. Le problème de l'inhomogénéité de la photocathode sera discuté à la section 6.5.2.

Pour le contrôle des gains, chaque photomultiplicateur est muni d'une source radioactive donnant un signal stable dans le temps. Il s'agit d'un cristal de iodure de sodium ($\text{NaI}(\text{I}) + {}^{241}\text{Am}$) de la firme Harshaw. Les α de désintégration produisent une scintillation qui est directement détectable par le photomultiplicateur. Ces sources sont contenues dans une capsule en aluminium (figure 4.15) à double enceinte comportant une fenêtre transparente dont la jointure a été améliorée par rapport au modèle commercial par le fabricant lui-même. Les photons provenant de la source illuminent la portion centrale de la photocathode, mais il est difficile d'estimer leur distribution angulaire. La source est toutefois placée suffisamment proche de la photocathode (4 millimètres) pour assurer que toute la lumière produite soit détectée. La dépendance en température des sources utilisées a été mesurée. Elle est de l'ordre de 0.3 % par degré à 20 degrés, mais elle diffère sensiblement d'un échantillon à l'autre. Pour cette raison, les photomultiplicateurs sont logés dans une armoire thermostatisée⁵. Quatre sondes de température⁶ sont placées dans cette armoire, et une autre mesure la température extérieure à proximité. Le montage électrique de ces sondes est décrit à l'annexe B. Malgré la position externe des photomultiplicateurs par rapport à l'aimant du détecteur L3, la présence d'un champ magnétique d'environ 40 Gauss a été constatée. Un blindage magnétique est à l'étude pour protéger les photomultiplicateurs de ce champ et surtout de ses variations.

Le gain des photomultiplicateurs est fixé par les hautes tensions d'alimentation de manière à ce que les signaux des sources d'américium se trouvent au milieu de la gamme dynamique des ADC. Les valeurs typiques de haute tension se situent aux alentours de 1200 Volts, ce qui correspond à un gain de l'ordre de 5×10^5 . Les impulsions lumineuses des lampes sont beaucoup plus intenses, et l'électronique des photomultiplicateurs serait saturée sans la présence de filtres neutres d'atténuation placés dans les capsules entre les fibres et la photocathode (figure 4.16). Pour les fibres du système de haute intensité, il y a une atténuation d'un facteur 1000 obtenue avec un filtre en verre⁷. Pour les fibres de basse intensité, deux filtres en plastique⁸ donnent lieu à une atténuation d'un facteur 40. Le montage est fait de sorte que les deux filtres en plastique ne se touchent pas. Au contraire, ils sont séparés par un millimètre d'air.

Le neuvième photomultiplicateur sert au déclenchement de l'acquisition d'un événement xénon. Il n'a pas de source d'américium, et reçoit une fibre de déclenchement de chaque lampe. Ce sont des fibres spéciales qui ne font pas parties des faisceaux secondaires. Elles sont fixées sous les lampes par l'intermédiaire d'une plaque d'un matériau décaleur de fréquence (BBQ), et voient la lumière directe des lampes, sans l'atténuation par les filtres neutres des lampes de basse intensité. Le discriminateur de ce photomultiplicateur est

⁵Memmert type BKE 50

⁶Fenwal Electronics type LTN-1

⁷Oriel 5100

⁸Kodak Wratten N° 96, densité 0.6 et 1.0

réglé de sorte qu'il donne un signal pour le déclenchement quelles que soient les variations d'intensité des lampes.

5.3 Les photodiodes

Chaque mélangeur est attaché à une photodiode. Afin qu'une photodiode n'ait jamais deux impulsions simultanées, un total de quatre photodiodes est nécessaire. Elles sont du même type⁹ que celles qui sont montées sur les cristaux. Leur gain est suivi par des sources ²⁴¹Am dont on utilise le rayon γ de 59.5 KeV. Pour ces rayons, les photodiodes agissent comme des détecteurs nucléaires. Le principe de fonctionnement des photodiodes est donc complètement différent de celui des photomultiplicateurs. Cette indépendance totale permet d'éviter d'avoir des problèmes communs aux deux types de détecteurs de référence.

Comme dans le cas des photomultiplicateurs, il y a des filtres neutres pour atténuer la lumière des fibres. Les facteurs d'atténuations nécessaires sont de 4000 et 160 pour les fibres de haute et basse intensité respectivement. Ces facteurs sont obtenus avec des filtres en plastique du type de ceux utilisés pour les fibres de basse intensité des photomultiplicateurs, maintenus serrés entre 2 plaques d'un millimètre de plexiglass.

Chaque photodiode et son préamplificateur sont contenus dans une boîte de cuivre faisant office de blindage contre le bruit d'origine électromagnétique. Les quatre boîtes sont placées dans la structure du baril (figure 5.3). Les amplificateurs sont situés non loin, sur la cage porte-câbles où sont également fixés les mélangeurs. Pendant les prises de données de calibration, cette cage remplace mécaniquement le calorimètre hadronique sur la face interne duquel seront fixés les amplificateurs et les mélangeurs dans L3 .

5.4 L'électronique d'acquisition

Lors d'une prise de données de monitoring au xénon, cette électronique a deux tâches essentielles : la lecture des détecteurs de référence du xénon et le déclenchement de la lecture des 3840 cristaux d'un demi-baril. Un module situé dans le quatrième niveau de l'électronique se charge de rassembler les informations du BGO et des références pour former un événement complet du type xénon qui est finalement transféré à la VAX 750 d'acquisition de la calibration du BGO pour être écrit sur bande magnétique.

L'information du système de référence du xénon est constituée des signaux des 8 photomultiplicateurs, digitalisés par un module d'ADC mesurant la charge¹⁰, et des 4

⁹Hamamatsu S2662-01

¹⁰ADC 2249W de Lecroy

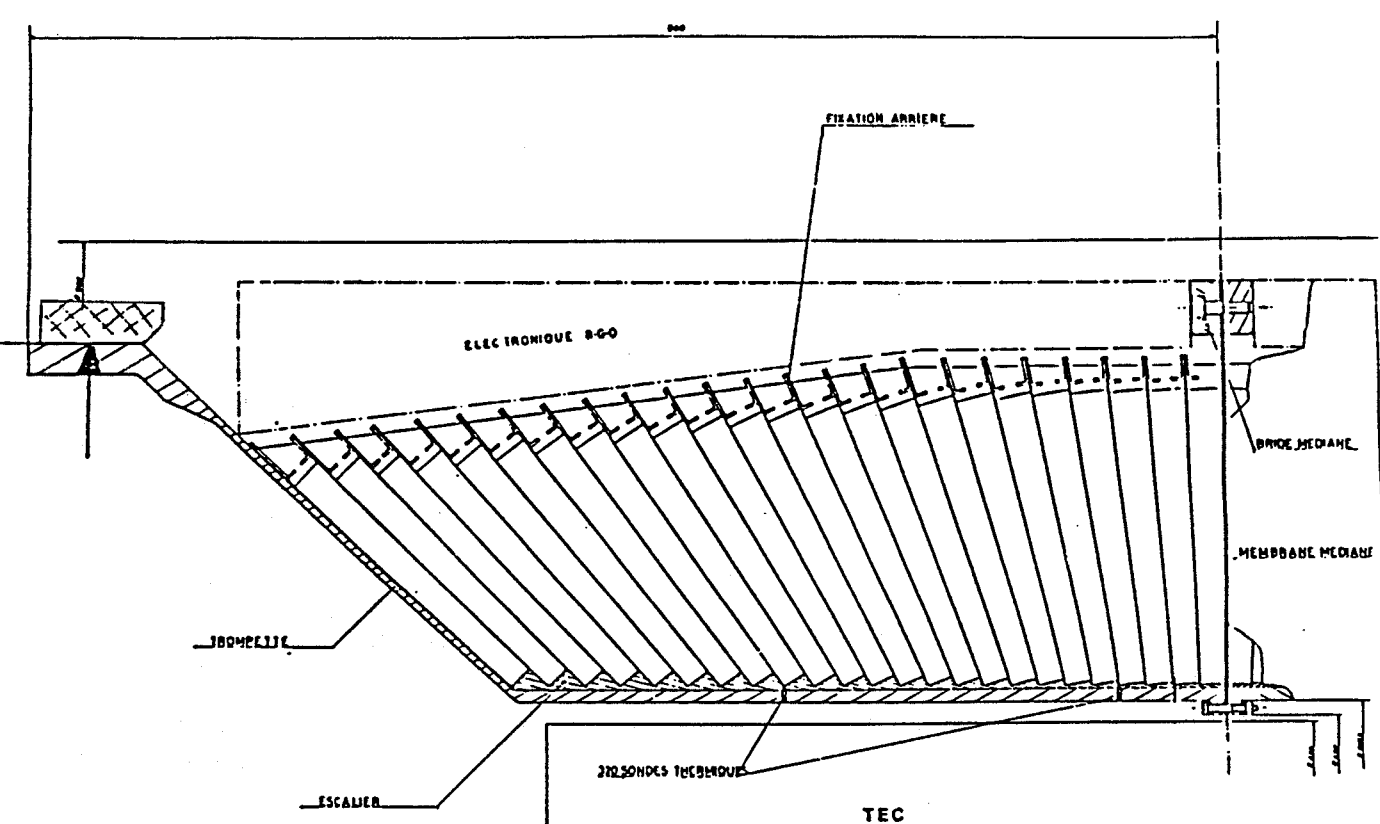


Figure 5.3: Disposition des photodiodes dans le baril

photodiodes équipées de préamplificateurs¹¹ identiques à ceux des cristaux de BGO. Les signaux des photodiodes passent ensuite par des amplificateurs linéaires de mise en forme¹² spécialement construits pour cette application, pour être finalement digitalisés par un module d'ADC mesurant l'amplitude¹³.

Il y a deux classes d'événements complètement différents : les impulsions des 8 lampes au xénon dont on connaît le temps d'arrivée, et les signaux des sources à l'américium servant au contrôle du gain des détecteurs de référence, qui arrivent complètement aléatoirement dans le temps, suivant la loi de désintégration des noyaux d'américium. La première catégorie d'événements est traitée avec un déclenchement externe, contrairement à la seconde qui ne peut l'être qu'en mode auto-déclenché.

A cause de la manière de fonctionner de l'électronique du BGO, il est important de contrôler le temps d'arrivée des signaux lumineux des lampes. Le BGO n'accepte des déclenchements que pendant une fenêtre de temps appelée T-GATE qui simule les conditions de faisceau qui règneront au LEP (fréquents croisements de faisceaux très bien définis en temps) dans l'environnement du faisceau test du SPS (bouffées de particules durant 2 secondes, espacées de 12 secondes). De plus, la durée d'intégration du BGO est variable et dépend du temps du déclenchement dans le T-GATE. Cela résulte en une

¹¹ type PACLP3 Université de Lyon

¹² amplificateur DPNC 974, circuits développés par l'Université de Lyon

¹³ ADC 2259B de Lecroy

dépendance de la valeur de piédestal¹⁴ relativement au temps de déclenchement. Il faut donc contrôler et mesurer précisément ce temps pour pouvoir effectuer correctement la soustraction des piédestaux.

Ce contrôle est possible pour les événements xénon, mais pas pour l'américium. De plus, pour obtenir une statistique suffisante tout en minimisant temps morts et durée des prises de données xénon, il n'est pas possible d'interrompre l'acquisition générale pour chaque coup d'américium. L'électronique du système xénon doit être capable d'acquérir l'américium indépendamment du système principal.

L'électronique résultant de toutes ces contraintes est montrée à la figure 5.4. La partie centrale du système responsable du déclenchement et de la lecture des deux types d'événements est un contrôleur auxiliaire de baie (ACC)¹⁵ [26] construit à l'Université de Genève, dans lequel tourne le programme responsable de la lecture des ADC et du traitement différencié des événements selon leur classe. Il est informé de l'arrivée d'un événement xénon par une unité logique programmable¹⁶ appelée 'magic box' dans le jargon du groupe, qui, en fonction des signaux reçus, reconnaît le type d'événement, décide de sa validité et de l'opportunité de faire un déclenchement de l'acquisition générale.

5.4.1 Événements américium

Les événements des sources sont traités en mode d'auto-déclenchement. La fréquence de signaux est de 1000 Herz par photomultiplicateur, et de 100 Herz par photodiode. Leur acquisition est faite entièrement par l'ACC qui surveille continuellement le LAM¹⁷ des deux modules d'ADC. Il a en mémoire un histogramme par détecteur, et quelques histogrammes dédiés aux canaux vides des ADC pour étude des piédestaux. Les photomultiplicateurs sont munis de deux sorties de signal. La première est connectée à l'anode, et son signal passe par une boîte de délai avant d'entrer dans l'ADC. La seconde sortie est connectée à la dernière dynode. Toutes les sorties de dynode des photomultiplicateurs sont branchées sur un module¹⁸ spécialement construit à l'Université de Genève qui est un additionneur linéaire suivi d'un discriminateur à seuil réglable. Le signal de sortie de ce module détermine l'envoi d'une porte à l'ADC des photomultiplicateurs via la 'magic box'. Une porte est générée quand une source a produit une impulsion. Les 7 autres photomultiplicateurs n'ont pas de signal. Un événement consiste donc en une valeur élevée correspondant au signal du photomultiplicateur dont la source est à l'origine de la porte, et 7 valeurs de piédestal, qui sont lues dans l'ADC des photomultiplicateurs. Les amplificateurs des photodiodes comportent chacun une sortie rapide qui est connectée à un discriminateur. C'est le 'OU' logique de ces discriminateurs qui est à l'origine d'une porte pour l'ADC des

¹⁴le piédestal est défini comme l'amplitude mesurée par l'électronique pour un déclenchement en l'absence de signal

¹⁵auxiliary crate controller 9445 'BITIS' DPNC 934

¹⁶universal programmable logic unit (UPLU) mod. 85 type B de CAEN

¹⁷signal indiquant que l'ADC a digitalisé un signal

¹⁸linear adder+discriminator DPNC 976

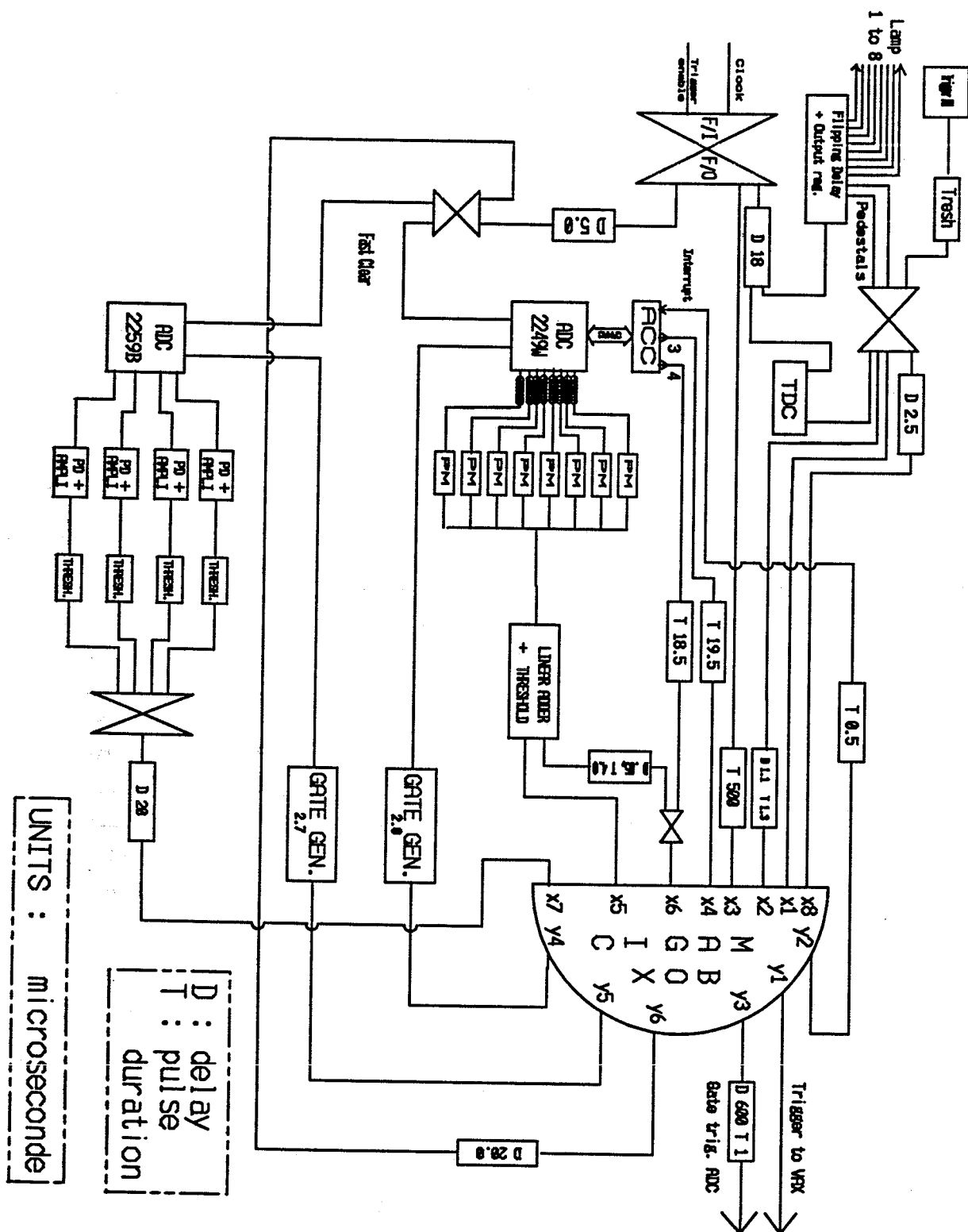


Figure 5.4: électronique d'acquisition du système xénon

photodiodes. L'événement correspondant comporte une valeur élevée et 3 piédestaux.

Quand un ADC a digitalisé un événement, celui-ci est lu et stocké dans les différents histogrammes correspondants, puis on attend le LAM de l'autre ADC, et ainsi de suite. A la fin de la prise de donnée, les histogrammes complets sont transférés à la VAX pour être écrits sur disque et sur bande (pour plus de sécurité).

5.4.2 Evénements xénon

Pour les événements xénon, arrivant typiquement à une fréquence de 10 Herz, l'ACC lit les équipements CAMAC (ADC, TDC, flipping delay box¹⁹) et les met dans une mémoire tampon prêts à être lus par l'acquisition générale. Pour chaque prise de donnée du xénon, on choisit parmi les 10 lampes (8 lampes réelles et 2 'lampes virtuelles' pour les piédestaux) l'ensemble de celles qu'il faut déclencher. En acquisition standard, ce sont toutes les lampes de basse ou haute intensité plus une lampe virtuelle pour les piédestaux, mais pour des tests spéciaux cet ensemble peut être n'importe quelle combinaison possible des 10 lampes. Ce choix est fait par l'intermédiaire d'un module programmable appelé 'flipping delay box'. Ce module définit l'ensemble des lampes à déclencher, ainsi qu'un délai approprié à chaque lampe. Cette dernière propriété permet d'ajuster le temps des impulsions lumineuses de toutes les lampes à une même position dans le T-GATE malgré les temps de réaction différents de chaque lampe. Ce temps de réaction de l'ordre de la microseconde provient du thyristor du circuit de déclenchement; les valeurs pour les 16 lampes du calorimètre, ainsi que le 'jitter' (largeur rms de la distribution temporelle d'arrivée des impulsions sur un run de 15 minutes) figurent à la table 5.1. Les 10 sorties indépendantes de la flipping delay box peuvent avoir leur délai réglé sur n'importe quelle valeur située entre 0.1 et 12.8 microsecondes à ± 25 nanosecondes près. Chaque fois que la flipping delay box reçoit un signal à son entrée, la sortie correspondant à une des lampes programmée donne un signal. Ces sorties sont activées à tour de rôle selon une boucle

¹⁹module DPNC 972

<i>demi-baril 1</i>	délai	jitter	<i>demi-baril 2</i>	délai	jitter
lampe 1	1090	57	lampe 1	998	15
lampe 2	980	22	lampe 2	1366	12
lampe 3	1263	32	lampe 3	1121	33
lampe 4	952	11	lampe 4	1041	17
lampe 5	1105	8	lampe 5	957	13
lampe 6	1148	20	lampe 6	1089	24
lampe 7	1081	25	lampe 7	1204	13
lampe 8	1374	41	lampe 8	1198	35

Table 5.1: délai et stabilité de déclenchement des lampes en nanosecondes

régulière, une seule lampe étant déclenchée par événement à cause de la configuration des fibres sur les photomultiplicateurs.

Les sorties 9 et 10 de la flipping delay box ne déclenchent pas de lampes, mais simulent une impulsion du photomultiplicateur de déclenchement. Elles sont utilisées pour prendre des événements piédestaux dans les mêmes conditions que les vrais événements xénon. Grâce à la flipping delay box, les événements des 8 lampes et des piédestaux arrivent au même temps dans le T-GATE, ce qui simplifie l'analyse en évitant la correction par la pente des piédestaux dans le BGO (annexe C). Le temps d'arrivée d'un déclenchement dû à une impulsion de xénon est mesuré par l'électronique du BGO, et indépendamment par un TDC²⁰ dédié à cette fin. Les 2 mesures ne sont pas tout à fait équivalentes, car, contrairement au TDC du BGO, celui du xénon est insensible à une dérive du délai réglable qui retarde le déclenchement jusqu'au prochain T-GATE.

La figure 5.5 montre le diagramme temporel d'un événement xénon. L'autorisation de déclencher une lampe est donnée par un signal venant du système de déclenchement général. Ce signal, dont la fréquence est sélectionnée dans le programme de contrôle des prises de données sur la VAX, est simplement l'impulsion d'une horloge synchronisée avec le T-GATE et en coincidence avec des niveaux assurant que le BGO et le VME sont prêts à accepter un événement. Ce signal est tout d'abord retardé d'une période du cycle du T-GATE dans le but de déclencher la lampe au milieu de la prochaine fenêtre d'acceptation. Cela permet une plus grande souplesse face aux changements de période du T-GATE (cette période a varié plusieurs fois entre 10 et 18 microsecondes pendant les prises de données de calibration), et assure la possibilité de déclencher *pendant* la fenêtre malgré le délai inhérent aux circuits électriques de déclenchement des lampes. Pendant ce temps, les portes dues aux sources à l'américium ne sont plus acceptées, et les ADC sont remis à zéro à l'aide de leur entrée 'fast clear' respective. Le signal retardé est donné au circuit de la lampe choisie par la flipping delay box. Une fois que la lampe a émis son impulsion lumineuse, celle-ci est détectée par le photomultiplicateur de déclenchement qui envoie alors un signal à la magic box. Ce photomultiplicateur dédié au déclenchement n'a pas de source à l'américium et est muni d'une fibre venant directement de chaque lampe, qui ne passe pas par un mélangeur ni ne voit les filtres d'atténuation des lampes du système de basse intensité (figure 4.6). Si toutes les conditions pour un bon événement xénon sont remplies (voir la table 5.2 pour la logique programmée de la magic box), une interruption est donnée à l'ACC, ce qui stoppe la boucle d'acquisition des événements de source et le rend prêt à accepter un événement xénon. Dans le même temps, une interruption est envoyée au déclenchement général (VAX et VME), une porte de 2 microsecondes sur l'ADC des photomultiplicateurs et une de 2.7 microsecondes sur celui des photodiodes. 600 microsecondes plus tard, temps nécessaire pour la digitalisation et la lecture des ADC par l'ACC, une porte est donnée sur l'ADC de déclenchement. C'est sur cet ADC vide que l'acquisition générale teste le LAM pour venir lire un événement xénon dans l'ACC. Cet ADC spécial est rendu nécessaire par le fait que sitôt que l'ACC a fini de lire l'événement xénon dans les ADC, ceux-ci sont remis à zéro et l'acquisition d'événements américium reprend, avant

²⁰ 2228A de Lecroy

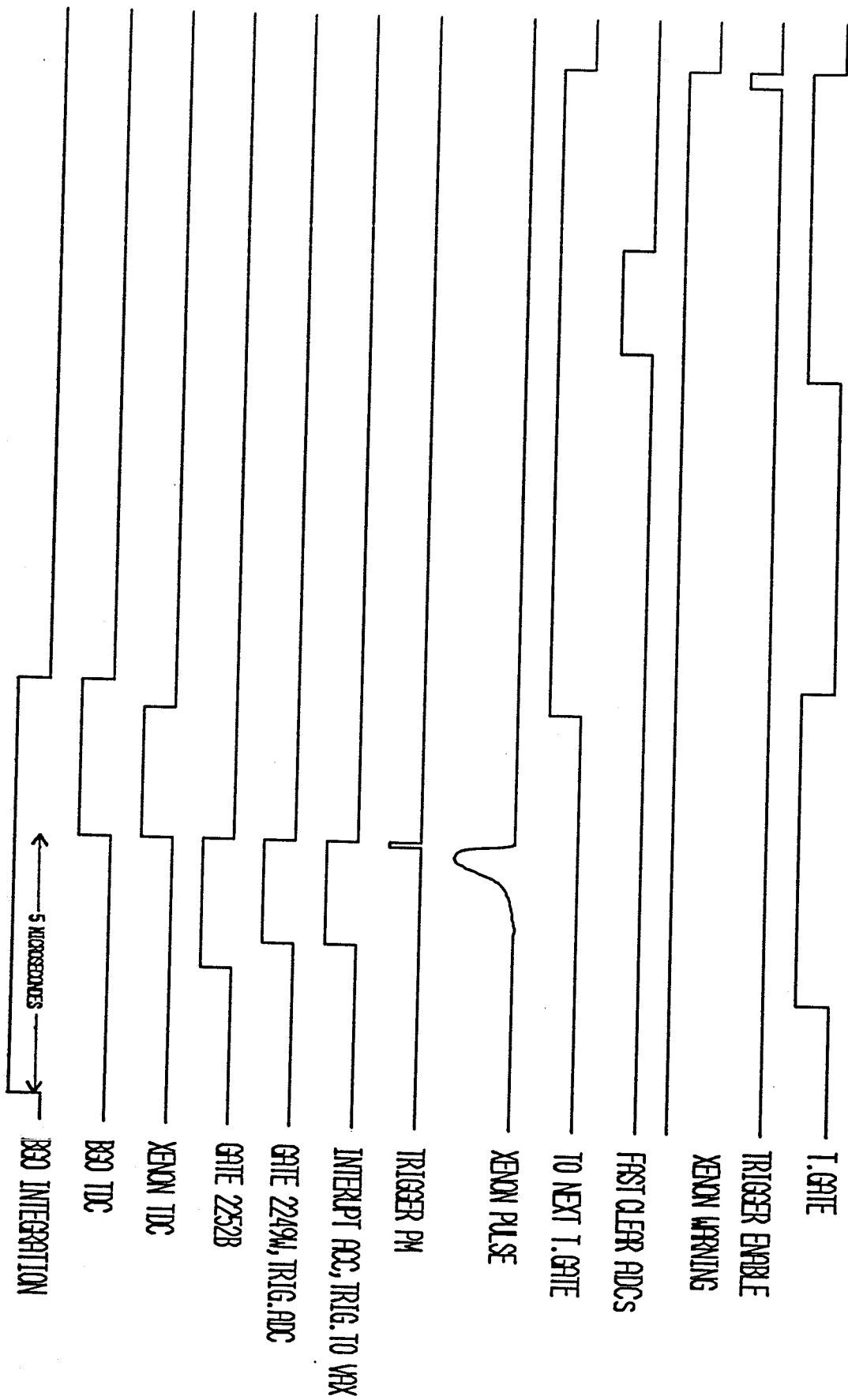


Figure 5.5: diagramme temporel d'un événement xénon

ENTREES		
X1	pm de déclenchement ou lampe virtuelle	
X2	porte simulée de xénon pm	
X3	xénon 'warning'	
X4	veto pds	
X5	additionneur pm	
X6	veto pm (additionneur ou acc)	
X7	discriminateur pd (am)	
X8	'discriminateur pd ' (xe)	
SORTIES		
Y1	$X1 * X3 * \overline{X6}$	trigger VAX
Y2	Y1	interruption ACC
Y3	Y1	porte ADC de déclenchement
Y4	$Y1 + (X5 * \overline{X3} * \overline{X6})$	porte ADC pm
Y5	$((X8 * X3) + (X7 * \overline{X3})) * \overline{X4}$	porte ADC pd
Y6	$X2 * X5 * X3$	'pileup pm' (xe+am) → 'fast clear'

Table 5.2: Logique programmée de la magic box. '*' = ET, '+' = ou

même que l'ACC ne soit lu par l'acquisition générale. Cela permet l'accumulation d'une grande statistique d'événements du type américium.

5.4.3 Les différents veto

Plusieurs systèmes de veto sont installés pour éviter la superposition et le mélange des événements de type xénon et américium. Grâce à l'expérience acquise durant les prises de données des prototypes, les veto sont optimisés pour les photomultiplicateurs; les premières données avec des photodiodes étant celles de la calibration, les principes des veto pour les photomultiplicateurs ont été repris pour les photodiodes. Cette approche est réaliste, car les problèmes de base sont les mêmes pour les deux types de détecteurs.

Les sources à l'américium des photomultiplicateurs et des photodiodes donnent des taux combinés respectifs de 8000 et 400 événements par seconde. Comme les portes des ADCs sont de 2 et 2.7 microsecondes, la probabilité d'avoir 2 impulsions de sources pendant une porte est de l'ordre de 1 % pour les photomultiplicateurs. Il est donc nécessaire d'éviter cet empilement autant que possible pour rendre l'analyse hors-ligne plus précise et plus facile. Le principal problème vient d'événements où une source voit un de ses atomes se désintégrer pendant qu'une porte est déjà ouverte, donnant lieu à un signal 'coupé', car seulement partiellement intégré. En plus de veto logiques qui sont discutés au paragraphe suivant, il y a une coupure effectuée par le programme qui tourne dans l'ACC : un événement n'est accepté que s'il n'y a qu'un signal élevé et 7 valeurs de piédestaux (un

signal et 3 piédestaux pour les photodiodes).

Comme déjà mentionné, les portes d'américium sont bloquées à l'approche d'un événement xénon pendant 500 microsecondes par le niveau du 'xénon warning' (voir figure 5.4, 5.5 et table 5.2). Cela n'empêche pas une impulsion de source d'être présente pendant une porte donnée pour le xénon. Dans ce cas, grâce à la porte simulée (voir les figures et la table), la magic box envoie un fast clear aux ADC avant que l'ACC ne vienne les lire. De par leur conception, les ADC ignorent les portes pendant la conversion et jusqu'à ce qu'ils soient remis à zéro. A cause du haut taux d'activité des sources, surtout dans les photomultiplicateurs, au moment où l'ADC accepte de nouvelles portes il y a une probabilité d'environ 1 % qu'une porte soit déjà présente. Dans ce cas, la porte est coupée, résultant en la digitalisation d'une fraction de l'impulsion. Pour éviter ce problème, l'ACC envoie un signal qui inhibe l'arrivée d'une nouvelle porte pendant le temps nécessaire à la remise à zéro de l'ADC.

Un autre problème rencontré est celui de la queue ('undershoot' voir section 4.7) qui suit les impulsions dans les photomultiplicateurs. L'additionneur envoie un signal qui empêche la génération d'une porte moins de 10 microsecondes après qu'une source ait donné un coup dans un photomultiplicateur. Ce temps n'est pas assez long pour éviter tout l'undershoot observé, mais il résulte d'un compromis entre temps mort et efficacité de réjection.

5.4.4 Le logiciel associé

Le coeur du système est le programme tournant dans l'ACC, qui lit les ADC, histogramme les événements d'américium et transfère les données à l'acquisition générale. Il est écrit en code assembleur pour le microprocesseur Fairchild 9445. Il est capital de pouvoir régler et tester le fonctionnement de cette électronique et du programme de l'ACC indépendamment du déclenchement du BGO. Dans ce but, un programme a été écrit sur la VAX 750, qui fait l'acquisition des événements xénon et américium dans les photomultiplicateurs et les photodiodes, et fait une analyse statistique de tous les pics obtenus (12 détecteurs multipliés par 10 lampes, spectres des TDC, spectres d'américium et toutes les catégories de piédestaux associés.)

Trois programmes utilitaires ont été écrits pour automatiser certains réglages qui sont faits au début de chaque période continue de prise de données. Ils utilisent tous une méthode itérative (acquisition/analyse statistique/action sur les paramètres) :

1. L'égali-sation des gains des photomultiplicateurs, par le contrôle par CAMAC des hautes tensions d'alimentation²¹, sur la base de la position des pics d'américium et de l'énergie équivalente de chaque source.
2. L'égali-sation des intensités lumineuses délivrées par les lampes par le contrôle de leur haute tension, sur la base de la moyenne des pics des 8 fibres par lampes allant sur

²¹high voltage system SY127 de CAEN

les photomultiplicateurs. Le même système de hautes tensions programmables que pour les photomultiplicateurs est utilisé pour les lampes.

3. L'égalisation des temps d'arrivée des impulsions lumineuses de chaque lampe par le contrôle de la flipping delay box.

Les programmes d'analyse hors-ligne sont décrits au chapitre 6 qui traite des résultats.

Chapitre 6

Résultats de la calibration

Les résultats de l'analyse présentés dans ce chapitre concernent les performances du système xénon final des deux demi-barils lors de leur calibration en faisceau. Les données prises en considération couvrent trois périodes :

P1 : première calibration du premier demi-baril en été 1987, 28 jours de prises de données xénon.

P2 : seconde calibration du premier demi-baril au printemps 1988, 45 jours de prises de données xénon.

P3 : calibration du second demi-baril en été 1988, 46 jours de prises de données xénon.

Durant chacune de ces trois périodes, les prises de données xénon ont été effectuées au rythme approximatif d'une acquisition quotidienne (un 'run' de 15 minutes avec écriture sur bande pour chacun des systèmes de haute et basse intensité).

Les trois périodes ont été traitées en analyses indépendantes, ce qui donne lieu à trois ensembles de résultats, plus la comparaison (conservation) de l'intercalibration des cristaux du premier demi-baril entre les périodes P1 et P2.

Le développement de ce chapitre est le suivant : tout d'abord l'organisation et le fonctionnement des programmes d'analyse sont décrits. Puis les grandeurs statiques, telles que les résolutions des pics traités et les distributions d'intensité délivrée par l'ensemble des fibres aux cristaux et aux détecteurs de référence, sont présentées. Suit l'étude de la stabilité des fibres des cristaux, qui permettent de suivre l'intercalibration. Le comportement des détecteurs de référence est décrit, et enfin la stabilité des rapports BGO/références, c'est-à-dire la stabilité de la calibration absolue, termine la description des performances du système xénon.

6.1 Description des programmes d'analyse

L'analyse hors-ligne des données du xénon pour chaque demi-baril est confrontée à plusieurs types de données différents :

- les impulsions xénon dans les 3840 cristaux, les photomultiplicateurs et les photodiodes qui sont écrites événement par événement sur bande magnétique
- les informations du TDC, des températures des photomultiplicateurs, et un mot de contrôle de qualité de l'événement qui sont également écrits pour chaque événement sur la bande
- les 8 spectres d'américium des photomultiplicateurs, les 4 spectres d'américium des photodiodes et les spectres de piédestaux correspondant, les tensions des photomultiplicateurs et des lampes, qui se trouvent run par run sur un disque de la VAX d'acquisition

Chaque prise de données xénon comporte un 'run' de haute intensité et un 'run' de basse intensité. Durant un run sont accumulés environ mille événements pour chacune des quatre lampes du système concerné (haute ou basse intensité), plus mille événements de type piédestaux. Le mode de lecture des cristaux utilisé pour le xénon est appelé 'trump mode' : pour chaque événement les 3840 cristaux du demi-baril sont lus dans deux comparateurs, ce qui produit quatre nombres réels par cristal (deux lectures ADC et les numéros des comparateurs correspondants, voir section 3.1.3). Au total, chaque run d'une intensité donnée remplit une bande magnétique d'une capacité de plus de 100 Megabytes.

L'analyse complète de l'ensemble des données se déroule en trois phase successives :

1. analyse des données d'américium des détecteurs de référence avec production des facteurs de correction du gain des 12 détecteurs pour chaque run
2. analyse run par run des événements de xénon dans les cristaux et les détecteurs de référence résultant en l'écriture des paramètres des pics dans une base de données
3. analyse exhaustive des performances du système sur la durée de la période (lecture de la base de données)

La détermination de la position de tous les pics des distributions des signaux ADC que les phases une et deux ont à traiter est faite à l'aide d'une méthode itérative de recherche de centre de gravité : la position du centre de gravité et la largeur *RMS* sont calculées une première fois sur toute la largeur de l'histogramme. Ces valeurs sont ensuite recalculées dans un intervalle restreint de $\pm N * RMS$ autour de la position initialement trouvée. Cette opération est répétée, donnant lieu à chaque itération à de nouvelles valeurs pour le centre de gravité et la largeur. La procédure se termine lorsqu'il y a convergence, c'est-à-dire quand les résultats diffèrent de moins que *M* fois leur erreur des valeurs de l'itération

précédente. M et N sont des paramètres qui ont été fixés après de nombreux essais à des valeurs optimales pour chaque type de pic. Cette procédure de recherche de position des pics est plus sûre que des ajustements de fonctions analytiques, car il n'y a pas besoin de connaître la forme exacte des pics. Cet avantage est important pour la soustraction des piédestaux, car la forme des pics de xénon est différente de celle des pics de piédestaux. On évite donc l'introduction d'un biais lors de cette soustraction. De plus, l'estimation des erreurs est plus réaliste que dans le cas d'un ajustement. Enfin, cette procédure est plus rapide, ce qui est important puisque ce sont plus de 4000 pics qui sont analysés à chaque run. Un test de la précision de la procédure a été effectué par la comparaison d'informations redondantes fournies par le programme principal d'analyse. L'erreur systématique sur la position des pics, due probablement à l'asymétrie des diverses distributions, est inférieure à 0.015 % [35].

La première étape de l'analyse consiste donc à déterminer la position des pics d'américium des photomultiplicateurs et des photodiodes. Un programme spécialement dédié à cette tâche analyse tous les histogrammes (pics d'américium et piédestaux en vue de leur soustraction) des détecteurs de référence. Il vérifie la tension d'alimentation des photomultiplicateurs, contrôle la statistique contenue dans chaque pic, calcule la position et la largeur des pics, et produit un fichier de résultats dont les plus importants sont ensuite copiés dans la base de données. Le programme principal d'analyse du xénon utilise la position des pics pour corriger les variations de gain des détecteurs de référence. Les largeurs sont étudiées car tout changement de forme indiquerait une détérioration des sources. Sur la figure 6.1 sont montrés un pic d'américium dans un photomultiplicateur et dans une photodiode respectivement. La fenêtre pour la recherche du centre de gravité est de $\pm 3.25 * \text{RMS}$ dans les deux cas. Dans les photomultiplicateurs, la faible queue vers les basses énergies vient d'effets géométriques de collection de lumière dûs à la faible dimension des cristaux de NaI. Dans les photodiodes, la structure plus importante sur le flanc gauche et la queue sont dues aux rayons γ réfléchis sur les matériaux environnants (backscattering) et aux diffusions Compton dans la photodiode avec échappement.

La deuxième étape est l'analyse run par run des pics de xénon dans tous les cristaux et détecteurs de référence. Le programme responsable de cette analyse s'appelle BANANA (Bgo ANALysis Nontrivial Algorithm). Il est chargé de lire les événements sur bande magnétique, de soustraire les piédestaux propres à chaque type de détecteur, de faire des coupures pour éliminer la faible proportion de mauvais événements ayant survécu aux veto de l'électronique d'acquisition. Les problèmes spécifiquement liés à la soustraction des piédestaux du BGO sont discutés à l'annexe C. Tous les chiffres sont normalisés par une valeur moyenne afin de ne travailler qu'avec des nombres proches de l'unité. Les variations de gain des détecteurs de référence sont corrigées grâce aux chiffres produits par la première étape. Des histogrammes sont remplis, la position des pics est déterminée, et des corrections sont appliquées en fonction des valeurs exactes des piédestaux, car, celles-ci n'étant pas connues avant que toute la bande ne soit analysée, ce sont des valeurs approximatives qui sont soustraites événement par événement. Les résultats finaux sont écrits dans un fichier qui sera copié ultérieurement sous un autre format dans la base de

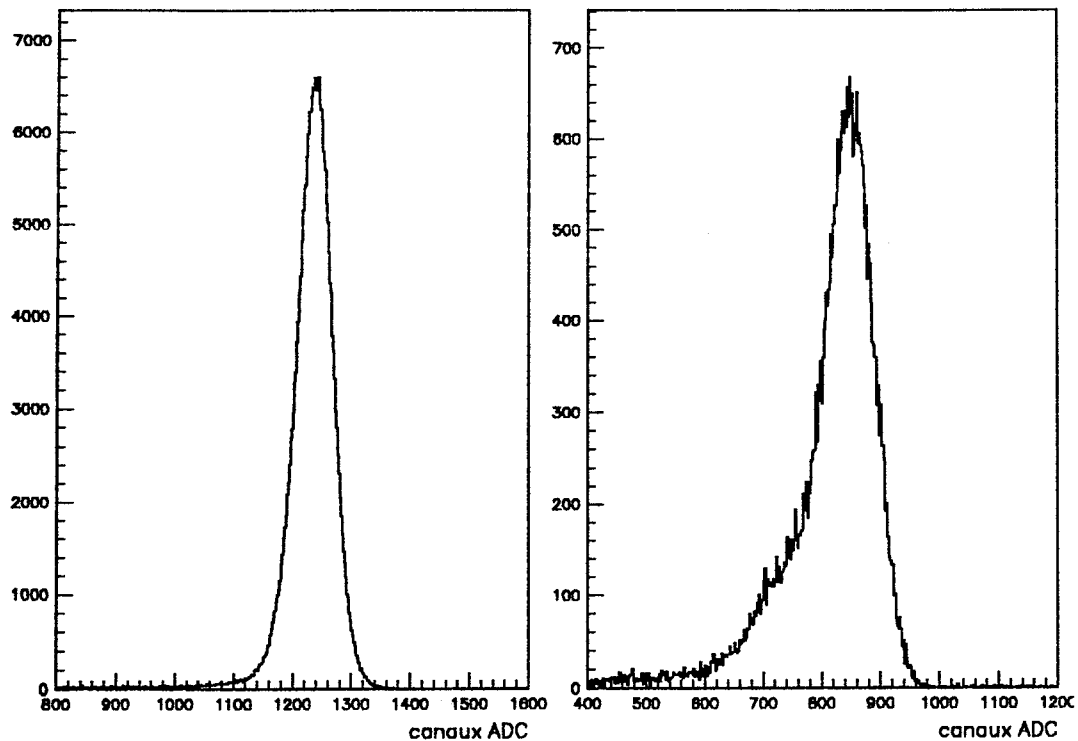


Figure 6.1: Pics d'américium dans un photomultiplicateur (à gauche) et une photodiode (à droite)

données.

Les pics étudiés pour chaque run de haute ou basse intensité sont les signaux xénon dans les 3840 cristaux par demi-baril, les 32 fibres des photomultiplicateurs, les 16 fibres des photodiodes, les sommes des 240 cristaux de chaque mélangeur. Des rapports de deux types de détecteurs appartenant à un même mélangeur sont également calculés événement par événement et stockés dans des histogrammes. Les pics ainsi formés sont plus étroits que les pics bruts car les fluctuations des lampes en sont éliminées, ce qui rend plus précise la détermination de la position des pics. Pour chaque cristal est formé le rapport de son signal xénon divisé par la somme des signaux des 240 cristaux appartenant au même mélangeur. De ce rapport sont éliminés, en plus des fluctuations des lampes, tous les effets globaux pouvant affecter le BGO. Il permet d'étudier la stabilité combinée du système de fibres optiques et de l'électronique individuelle de chaque cristal. La stabilité des fibres des photomultiplicateurs est étudiée par le rapport des signaux des deux fibres par mélangeur. La cohérence des détecteurs est testée par les rapports des signaux suivants :

- les photomultiplicateurs divisés par la somme des 240 cristaux
- les photodiodes divisées par la somme des 240 cristaux
- les photomultiplicateurs divisés par les photodiodes

La quantité la plus importante est le rapport des signaux de chaque cristal divisés par les signaux des détecteurs de référence du mélangeur. C'est cette quantité qui servira à suivre

	DEMI-BARIL 1	DEMI-BARIL 2
lampe 1	0.81	0.51
lampe 2	0.37	0.46
lampe 3	0.39	0.92
lampe 4	0.77	0.78
lampe 5	0.52	0.89
lampe 6	0.74	1.08
lampe 7	0.42	0.71
lampe 8	0.40	0.37

Table 6.1: résolution des lampes en % (largeur rms par run)

la réponse des cristaux au LEP. Elle peut être reconstruite lors de la troisième étape de l'analyse. La figure 6.2 présente un pic xénon dans un photomultiplicateur, une photodiode, un cristal, et enfin dans le même cristal, mais avec normalisation impulsion par impulsion par le signal dans la somme des 240 cristaux attachés au mélangeur. Les largeurs dans les détecteurs de référence sont dominées par les résolutions intrinsèques des détecteurs. La largeur du pic brut dans le cristal est due aux fluctuations de la lampe. Ces dernières sont éliminées du pic normalisé où il ne reste que la largeur due au bruit de l'électronique et à l'imperfection du mélangeur. La différence d'échelle entre les histogrammes des détecteurs de référence et ceux du cristal est à remarquer.

Les positions, largeurs et erreurs concernant tous les pics sont écrites run par run dans la base de données. La troisième étape de l'analyse est effectuée par un grand nombre de programmes spécifiques qui lisent cette base de données et étudient les stabilités de toutes les caractéristiques du système xénon. De ces programmes sont issus les chiffres finaux de l'analyse qui sont présentés dans ce chapitre.

6.2 Résolution des pics xénon

Une étude des résolutions des pics xénon dans tous les détecteurs est importante pour la compréhension détaillée du système. Aux résolutions respectives des cristaux, des photomultiplicateurs et des photodiodes, s'ajoute dans les signaux bruts la largeur naturelle des lampes. Celle-ci est mesurée directement par le pic dans la somme des 240 cristaux de chaque mélangeur. En effet, il n'y a que la fraction de la largeur des piédestaux due au bruit corrélé qui s'ajoute, mais cet élargissement est négligeable par rapport à la résolution des lampes, même pour celles du système de basse intensité. La table 6.1 donne la résolution des 16 lampes utilisées pour le baril complet. La résolution est définie comme la largeur RMS en % de la distribution des impulsions d'un run (durée 15 minutes), et les chiffres sont formés par la moyenne des résolutions des quatre mélangeurs de chaque lampe, elle-même moyennée sur tous les runs des périodes de calibration. A une exception

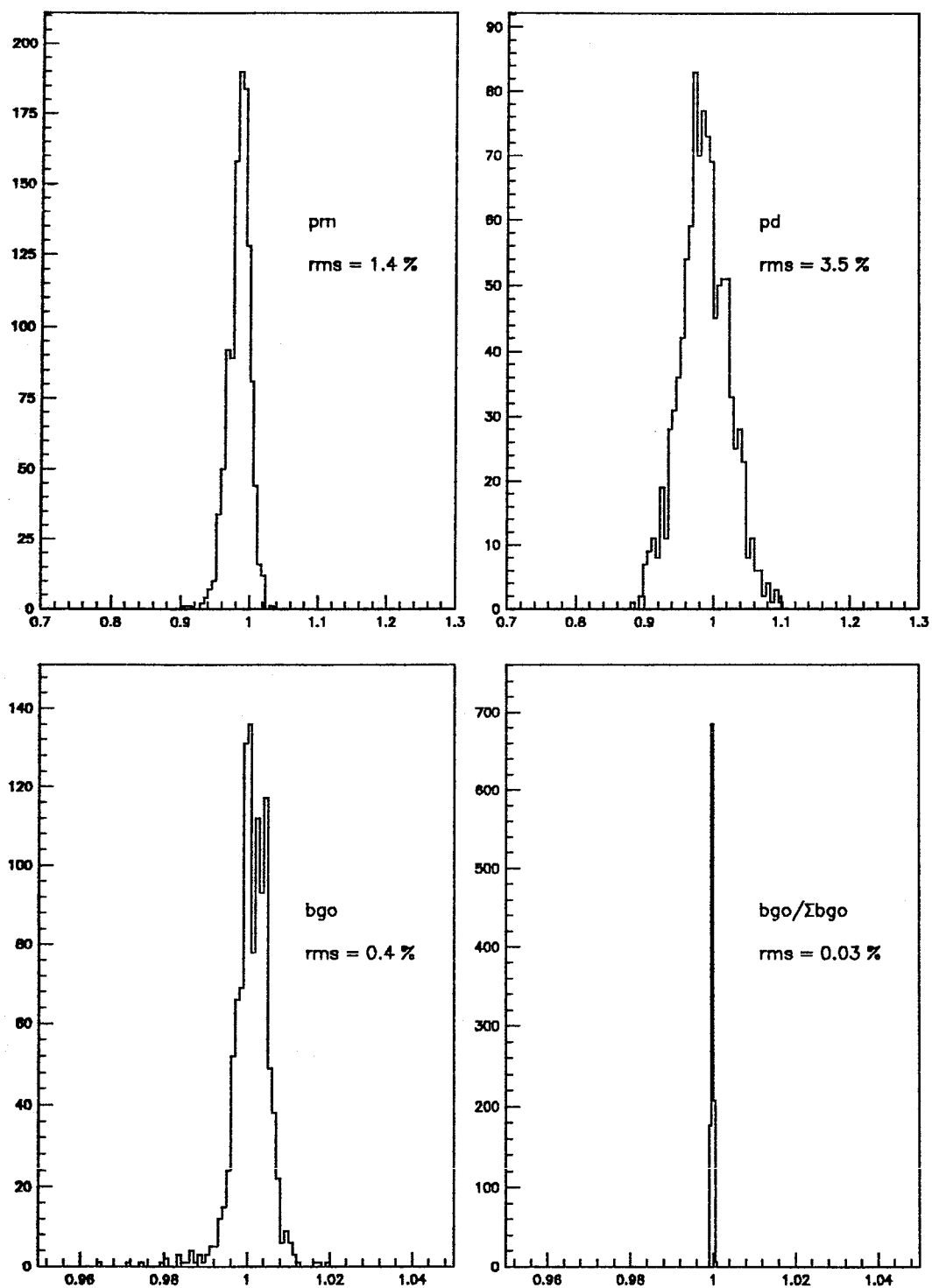


Figure 6.2: Pic xénon dans tous les types de détecteurs

près, toutes les lampes ont une largeur inférieure à 1 %. Il y a de légères différences de résolution entre les quatre mélangeurs d'une lampe (typiquement 10 % entre les valeurs extrêmes), qui viennent d'effets géométriques dûs à la non-symétrie des positions des mélangeurs dans les space shuttles par rapport à l'arc de la décharge. Les résolutions sont globalement stables sur la durée des périodes, avec occasionnellement des variations de run à run dépassant 10 %. Dans ces cas, c'est non seulement la largeur, mais aussi la forme des pics qui peut changer quelque peu.

Les fluctuations d'intensité des lampes sont absentes de tous les rapports de deux détecteurs, ce qui permet l'étude de la résolution intrinsèque de ces derniers : La résolution des cristaux est étudiée par la largeur du pic de xénon dans le rapport d'un cristal sur la somme des 240 cristaux du même mélangeur. Cette largeur est pour les deux demi-barils en moyenne de 0.03 % pour toutes les fibres de haute intensité, et de 0.12 % pour celles de basse intensité. Pour ces dernières, la résolution est complètement dominée par le bruit de l'électronique. Par contre, pour les fibres de haute intensité, la plus grande contribution vient des limites physiques des mélangeurs. La soustraction quadratique de la largeur des piédestaux permet une estimation quantitative de la performance des mélangeurs : la largeur résiduelle de 0.027 % est une mesure des fluctuations d'intensité individuelle d'une fibre par rapport aux autres fibres du mélangeur. Cela signifie que jusqu'au niveau de 0.027 % les variations d'intensité d'impulsion à impulsion des lampes sont transmises de manière identique aux 240 fibres de chaque mélangeur. Ce calcul n'est pas possible avec les fibres de basse intensité à cause de la présence du bruit corrélé dans la largeur des piédestaux, mais, les mélangeurs étant identiques, la même précision de mélange doit être atteinte.

La résolution des photomultiplicateurs est donnée par la largeur du signal dans le rapport photomultiplicateur sur la somme des 240 cristaux. Les résolutions se situent aux alentours de 1.4 %, mais elles varient d'une fibre à l'autre sur chaque photomultiplicateur. Le paramètre déterminant est l'intensité du signal, ce qui n'est pas surprenant, car la résolution est due aux fluctuations statistiques de la multiplication sur les premières dynodes, plus une contribution de la statistique du nombre de photoélectrons. On peut établir la formule théorique suivante pour décrire la résolution relative des photomultiplicateurs :

$$\sigma_{pm}^2 = \sigma_N^2 + \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_m^2}{Nm^{i-1}} \quad (6.1)$$

où

- N = nombre de photoélectrons créés par impulsion
- n = nombre d'étages de multiplication
- m = facteur d'émission secondaire moyen aux dynodes

Cette formule se déduit de la manière suivante : le premier terme représente la fluctuation du nombre de photoélectrons et a pour expression $\sigma_N = 1/\sqrt{N}$. Le second terme est la somme des contributions de chacun des étages de multiplication à l'élargissement

du signal. A la première dynode, une impulsion apporte N photoélectrons, et chaque photoélectron est multiplié par un facteur $m \pm \sqrt{m}$. Pour chaque impulsion, il y aura après la première dynode un nombre d'électrons égal à $Nm \pm \sigma_m/\sqrt{N}$. Comme la distribution des m à chaque électron incident suit une loi de Poisson, on peut écrire $\sigma_m = \sqrt{m}$. Pour un nombre fixe d'électrons incidents, la largeur du signal après la première dynode est donc de $\sqrt{m}/\sqrt{N}$. A la deuxième dynode, le même mécanisme a lieu, mais le nombre d'électrons incidents étant de Nm , la largeur due à cet étage est de $\sqrt{m}/\sqrt{Nm}$. Le nombre d'électrons augmentant à chaque étage, la largeur des distributions spécifiques des étages va en diminuant d'un facteur $\sqrt{m}$ par étage. Toutes les composantes de la résolution, de la photocathode à la dernière dynode, relevant de processus indépendants, la résolution totale du photomultiplicateur est formée de la somme quadratique des $n + 1$ contributions.

On peut écrire la formule 6.1 sous forme plus explicite en remplaçant les expressions σ_N et σ_m par leur valeur :

$$\sigma_{pm}^2 = \frac{1}{N} \left(1 + \sum_{i=1}^n \frac{1}{m^{i-2}} \right) \quad (6.2)$$

En appliquant cette formule à la situation présente où les photomultiplicateurs ont 10 étages de multiplication, un facteur de multiplication de 3, et un nombre moyen de photoélectrons égal à 25000, on trouve une résolution de 1.45 %. Ce résultat est remarquablement proche des valeurs mesurées, qui sont en moyenne de 1.40 %. La légère surestimation pourrait être due à un facteur de multiplication supérieur à trois pour la première dynode. Une vérification plus poussée de l'exactitude de la formule est donnée par la bonne linéarité de la courbe de la figure 6.3, sur laquelle est représentée pour les huit fibres de référence d'un photomultiplicateur la résolution mesurée en fonction de la résolution calculée. L'ajustement d'une droite sur ces points montre que pour un nombre de photoélectrons tendant vers l'infini, la résolution tend vers zéro. Cela prouve qu'il n'y a pas de contribution autre que les fluctuations statistiques à la résolution. La pente est très proche de l'unité, et les 16 photomultiplicateurs montrent le même comportement. Le fait que la fluctuation due au premier étage de multiplication est dominante par rapport à la fluctuation du nombre de photoélectrons créés à la photocathode, est confirmé dans la littérature [27,28], avec une formule un peu différente pour la résolution du spectre de photoélectron unique (résolution du système de multiplication uniquement), basée sur une distribution de Polya, et dans laquelle intervient un paramètre caractérisant la non-uniformité du facteur d'émission secondaire sur la surface des dynodes.

Les largeurs des lampes étant connues, elles peuvent être additionnées quadratiquement aux résolutions des photomultiplicateurs, et les résultats peuvent être comparés aux largeurs des pics bruts. L'addition en quadrature se justifie par la forme raisonnablement gaussienne des pics xénon. Les largeurs suivantes ont été comparées fibre par fibre, et toutes se sont avérées être égales dans les erreurs :

- la largeur du signal xénon dans les photomultiplicateurs et la somme quadratique de la résolution des photomultiplicateurs et des lampes
- la largeur du signal xénon dans le rapport des deux photomultiplicateurs du même mélangeur et la somme quadratique des résolutions des deux photomultiplicateurs

- la largeur du signal xénon dans la moyenne des deux photomultiplicateurs du même mélangeur et la somme quadratique des résolutions de la moyenne des deux photomultiplicateurs et des lampes
- la largeur du signal xénon dans la moyenne des deux photomultiplicateurs divisée par la somme des 240 cristaux du mélangeur et la moyenne quadratique des résolutions des deux photomultiplicateurs.

La situation des résolutions dans les photodiodes est un peu moins claire. Les résolutions intrinsèques des photodiodes sont mesurées par la largeur des signaux xénon dans les rapports pd/bgo. Elles sont égales aux largeurs des signaux bruts dans les photodiodes desquelles sont soustraites quadratiquement les largeurs des lampes. Le bruit électronique devrait constituer la contribution majeure des largeurs observées. Pour l'éliminer du calcul, il faut soustraire (quadratiquement en canaux ADC) les largeurs des piédestaux. Les largeurs résiduelles des signaux de toutes les fibres sont en relation pratiquement linéaire avec $1/\sqrt{N_{phe}}$ où N_{phe} est le nombre de photoélectrons, mais à un niveau beaucoup plus élevé (2-3 %) que les quelques 0.5 % de fluctuations pures du nombre de photoélectrons. Une hypothèse est que l'électronique d'amplification est plus bruyante en présence d'une impulsion xénon que lors d'un déclenchement de piédestal. Cela peut être le cas si le niveau qui est produit par l'amplificateur (et superposé à tout signal dans le but d'éviter la région non linéaire de l'ADC) a des oscillations plus importantes quand

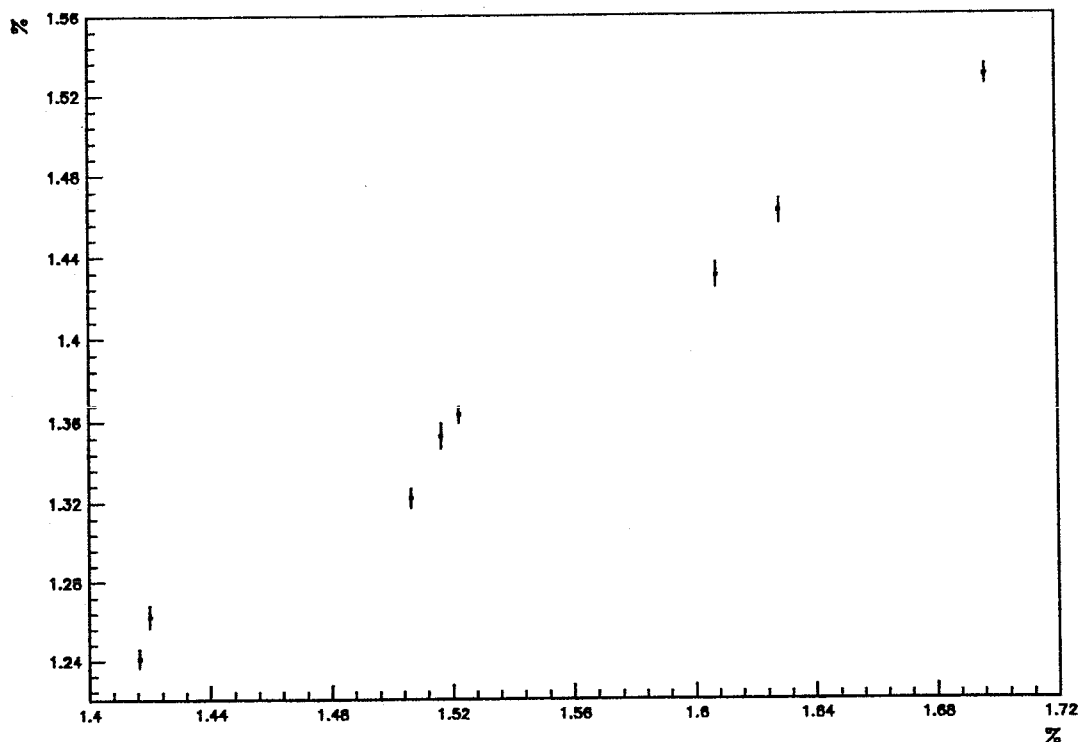


Figure 6.3: Résolution des 8 fibres d'un photomultiplicateur en fonction de l'inverse de la racine du nombre de photoélectrons en %

une impulsion est présente. L'autre possibilité est que la non linéarité (connue) des ADC 2259B s'étende au-delà du canal 150 qui est donné comme limite dans les spécifications. Les investigations se poursuivent pour éclaircir ce point.

6.3 Intensité délivrée par les fibres optiques

L'intensité lumineuse délivrée par les fibres aux cristaux et aux détecteurs de référence est fonction de la haute tension des lampes, de la position et de la collection de lumière des faisceaux primaires dans les space shuttles, de la transmission des faisceaux primaires, des mélangeurs et des filtres, de la transmission de chaque fibre secondaire et du couplage avec son détecteur. Une fois le système installé, l'énergie équivalente moyenne par lampe des fibres de haute intensité est fixée par une haute tension convenable des lampes. Le dernier prototype expérimenté sur la matrice de 100 cristaux avait apporté la preuve que des énergies équivalentes dépassant 50 GeV pouvaient être atteintes. Le rapport entre les systèmes de haute et de basse intensité est déterminé par l'atténuation des filtres placés entre les lampes de basse intensité et leur space shuttle, ainsi que par l'effet géométrique de la plus grande distance les séparant due à la présence de la roue de filtres. La valeur de ce rapport a été fixée à 25, afin que les impulsions lumineuses du système de basse intensité soient traitées par la chaîne de basse énergie de l'électronique du BGO.

L'installation du système xénon sur chacun des demi-barils a nécessité des ajustements mécaniques et électroniques précédant les périodes de prises de données dans le but d'uniformiser au mieux l'intensité distribuée à tous les cristaux. Cette uniformité n'est pas indispensable pour le fonctionnement du système, mais elle facilite grandement l'analyse. Toute cette opération s'effectuant uniquement par la lecture des photomultiplicateurs, la première étape est le réglage de leur gain. Un programme automatique égalise la position des pics d'américium et les place au milieu de la gamme dynamique de l'ADC. Cette égalisation est faite itérativement par l'action sur la tension d'alimentation des photomultiplicateurs suivie d'une prise de données avec analyse des positions des pics d'américium. Il est tenu compte de l'énergie équivalente légèrement différente de chaque source américium. Le résultat est l'égalisation à $\pm 5\%$ du gain global (produit du gain de la chaîne d'amplification par l'efficacité quantique de la photocathode) des 8 photomultiplicateurs de chaque demi-baril.

La seconde opération est l'égalisation de l'intensité des 16 mélangeurs par système (de haute et de basse intensité). Les deux fibres par mélangeur connectées aux photomultiplicateurs sont alors utilisées comme représentantes de l'intensité de leur mélangeur. Les plus mauvaises fibres sont recoupées et munies d'une nouvelle ferrule, ou remplacées par une des fibres de réserve. Une fois que les deux fibres par mélangeur sont choisies et ont des transmissions proches, on cherche à égaliser l'intensité moyenne des quatre mélangeurs par lampe en fixant la position des faisceaux primaires dans les space shuttle. Finalement, les intensités moyennes des quatre lampes de chaque système sont ajustées : la haute tension des lampes est réglée par un programme qui place la moyenne de la position des

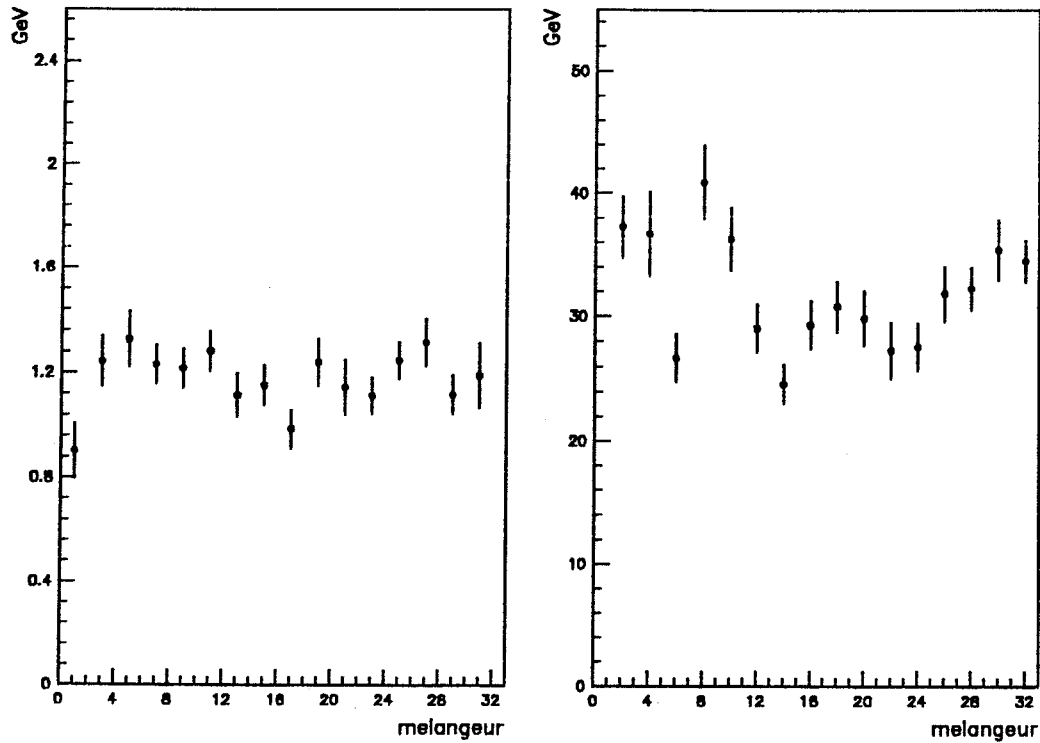


Figure 6.4: Distribution des intensités moyennes des mélangeurs du 1^{er} demi-baril : basse et haute intensité (à gauche et à droite respectivement)

huit pics de xénon par lampe (quatre mélangeurs, et deux fibres par mélangeur) à une valeur située au centre de la gamme dynamique de l'ADC. Les filtres différenciés dans les photomultiplicateurs et les photodiodes compensent exactement le facteur 25 en intensité entre les fibres de haute et basse intensité, ce qui implique une totale équivalence des deux systèmes au niveau de l'intensité des impulsions lumineuses dans les détecteurs de référence. A la fin de cette seconde étape, effectuée en plusieurs itérations, les positions en canaux ADC des signaux des 64 fibres des photomultiplicateurs se situent autour de 1044 avec une dispersion de 13 % RMS pour le premier demi-baril, et autour de 1103 avec une dispersion de 15 % pour le second. La dispersion est due en partie à la dispersion naturelle des transmissions des fibres, en partie à l'imprécision du réglage manuel des faisceaux dans les space shuttles, et en partie à la dispersion des gains des photomultiplicateurs.

Les ajustements d'intensité réalisés fixent l'intensité moyenne des 240 cristaux de chaque mélangeur. L'énergie équivalente en GeV des signaux des fibres est calculée à l'aide des constantes de calibration des cristaux déterminées par les données des électrons de 10 GeV [37]. Sur les figures 6.4 et 6.5 sont représentées les intensités moyennes par mélangeurs en GeV pour les deux demi-barils. Les barres d'erreur indiquent la dispersion des 240 intensités des fibres individuelles. En moyenne, cette dispersion est de 7.1 % pour le premier demi-baril, et de 7.9 % pour le second. Ces dispersions représentent les différences de transmission entre les fibres, transmission étant pris au sens large, puisque qu'en plus des véritables transmissions des fibres, les différences d'intensité viennent des inhomogénéités

de la distribution de lumière à la sortie du mélangeur, des différences de couplage des fibres secondaires, et des différences de collection de lumière de cristal à cristal entre les impulsions de xénon et celles des gerbes électromagnétiques. Il n'y a aucune distinction entre les fibres de haute et basse intensité. La distribution de la transmission des fibres de référence peut aussi être déduite détecteur par détecteur pour s'affranchir des erreurs sur la détermination des gains individuels. La dispersion est de 12.3 % pour les fibres des photomultiplicateurs et 15.7 % pour celles des photodiodes. Ces valeurs plus grandes que pour les fibres des cristaux peuvent s'expliquer par l'inhomogénéité des surfaces sensibles des détecteurs. De plus, pour les photomultiplicateurs, la plus grande longueur des fibres est certainement une cause supplémentaire des différences de transmission. Les mesures de la transmission pure des fibres effectuées à l'Université avant le montage ont effectivement montré que les transmissions des longues fibres de référence étaient moins homogènes que celles des cristaux, contrairement à celles des photodiodes. La grande dispersion des fibres de ces dernières ne peut donc s'expliquer que par l'inhomogénéité de la surface des photodiodes, ou par le ferrulage et le montage sur les photodiodes.

La dispersion entre les intensités moyennes (des 240 cristaux) des mélangeurs du premier demi-baril est de 9.3 % et 13.7 % pour la basse et la haute intensité respectivement, et de 15.1 % et 10.9 % pour le second demi-baril. Les figures 6.6 et 6.7 donnent les distributions d'intensité des 3840 fibres de basse et de haute intensité de chacun des deux demi-barils. Les intensités moyennes en GeV et les dispersions rms en % des quatre

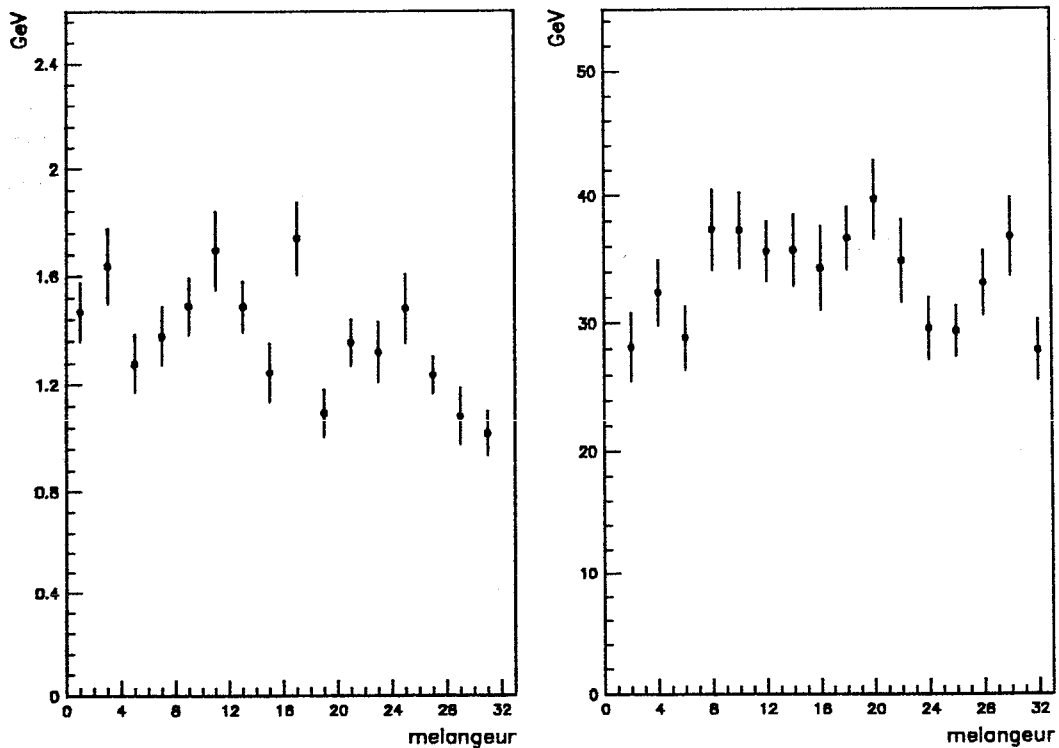


Figure 6.5: Distribution des intensités moyennes des mélangeurs du 2^{eme} demi-baril : basse et haute intensité (à gauche et à droite respectivement)

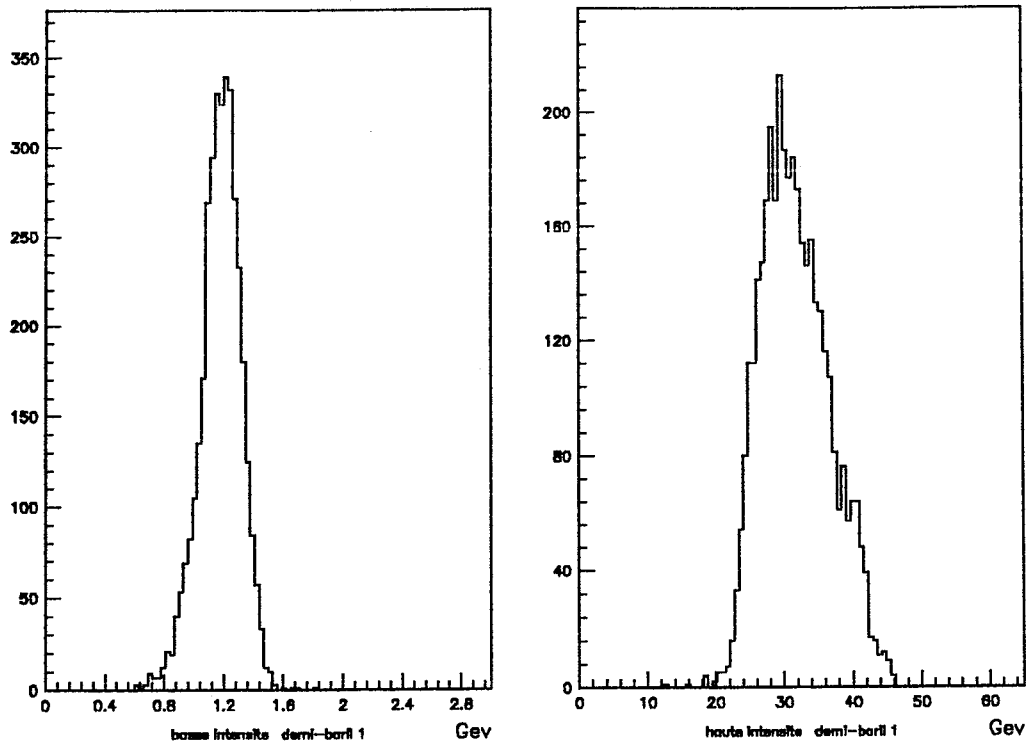


Figure 6.6: Distribution de l'énergie équivalente des 3840 fibres de basse intensité (à gauche) et des 3840 fibres de haute intensité (à droite) du 1^{er} demi-baril

	basse intensité		haute intensité	
	$\bar{x}$	σ	$\bar{x}$	σ
demi-baril 1	1.18	11.7	31.72	15.5
demi-baril 2	1.38	17.3	33.64	13.5

Table 6.2: Intensité moyenne (GeV) et dispersion (%) des signaux des fibres

distributions sont données à la table 6.2.

Le rapport d'intensité délivrée par les systèmes de haute et de basse intensité est de 26.9 pour le premier demi-baril, et de 24.4 pour le second. Les dispersions d'intensité observées correspondent exactement à la somme quadratique des dispersions des intensités moyennes des 16 mélangeurs et des dispersions des transmissions des 240 fibres par mélangeur. Le nombre de photons détectés pour chaque fibre des photomultiplicateurs et des photodiodes est calculé, sur la base des calibrations approximatives des ADC, des efficacités quantiques des détecteurs, en tenant compte des valeurs d'atténuation des différents filtres. Le rapport du nombre de photons des fibres de haute et basse intensité peut alors être établi, à titre de vérification. Les résultats pour P2 sont un rapport égal à 25.1 pour les photomultiplicateurs et 19.3 pour les photodiodes. Il y a donc un problème dans

les photodiodes. D'après la valeur des signaux en canaux ADC, les signaux des fibres de haute intensité semblent être trop bas de 20 %. Une erreur systématique de l'atténuation de tous les filtres placés devant les fibres de haute intensité produirait un tel effet, mais est très improbable, d'autant plus que le même problème se répète en P3 (rapport égal à 19.3 pour les photodiodes, alors qu'il est de 24.3 pour les photomultiplicateurs). L'explication la plus probable est que la tache de lumière est trop grande et sort partiellement de la zone sensible, une saturation des photodiodes semblant exclue par les données techniques les accompagnant.

Les variations de l'intensité délivrée par lampes sont inférieures ou égales à 6 % pour les trois périodes. Il est difficile de parler d'intensité pure des sources de lumière, car les éventuels effets des détecteurs s'ajoutent aux variations d'intensité des lampes pour former les signaux enregistrés. Une certaine corrélation avec la température est observée. Elle n'est toutefois qu'approximative, car elle est partiellement masquée par d'autres effets, et la sonde de température utilisée, située à quelques mètres des lampes, ne mesure pas précisément la température des lampes qui sont logées dans des boîtes métalliques. L'intensité des lampes est fonction de la température pour deux raisons : la pression du gaz de l'ampoule, mais cet effet est faible et dominé par l'effet de la variation de la valeur de la capacité principale du circuit de déclenchement (section 4.2). Les autres causes de variation sont le vieillissement des lampes et la stabilité mécanique de la

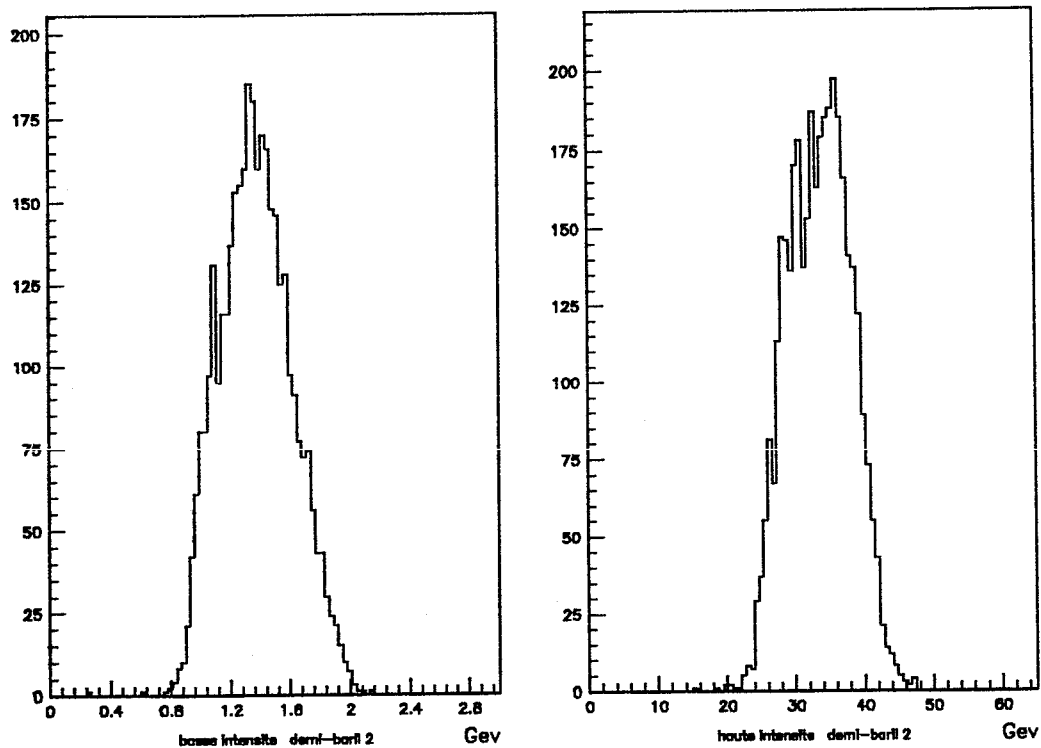


Figure 6.7: Distribution de l'énergie équivalente des 3840 fibres de basse intensité (à gauche) et des 3840 fibres de haute intensité (à droite) du 2^{eme} demi-baril

fixation des faisceaux de fibres primaires devant les lampes. D'une manière générale, les huit lampes suivent la même tendance au cours d'une période, mais les lampes de basse intensité ont des fluctuations plus importantes. Ce dernier point peut s'expliquer par la plus grande distance lampe-fibres, et par la présence des filtres d'atténuation placés devant les lampes.

6.4 Stabilité des fibres des cristaux : intercalibration

La mesure la plus précise faite par le système xénon est celle de l'intercalibration des 240 cristaux de chaque mélangeur, c'est-à-dire les signaux dans chaque cristal rapportés à la moyenne des signaux des 240 cristaux par mélangeur. La mesure de la calibration absolue nécessite l'utilisation des données des photomultiplicateurs et des photodiodes, ce qui peut poser des problèmes d'effets systématiques entre les différents détecteurs et leur électronique. Pour l'étude de l'intercalibration par mélangeur, l'intensité des lampes est mesurée par la somme des signaux des 240 cristaux de chaque mélangeur. Cette quantité est utilisée pour corriger les fluctuations d'intensité des lampes, et pour chaque cristal on construit événement par événement la quantité suivante :

$$x_j = \frac{\frac{X_j}{\xi_j}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{X_i}{\xi_i}} \quad (6.3)$$

où :

X_j est le signal xénon dans le cristal j (après soustraction du piédestal)

ξ_j est la position moyenne de X_j sur toute la période de calibration

N est le nombre de cristaux valides par mélangeur

La position moyenne $\bar{x}_j^{run}$ (position du pic des x_j sur un run) est le nombre qui caractérise le cristal j pour chaque run. Le signal X_j de chaque cristal est toujours normalisé par sa valeur moyenne sur toute la période. Ce sont donc les changements relatifs d'intensité des signaux qui sont étudiés, avec une pondération égale de tous les cristaux, indépendamment de la transmission des fibres et de la collection de lumière des cristaux. Sans cette normalisation, les cristaux recevant un signal plus élevé à leur photodiode seraient arbitrairement prépondérants dans la somme des 240 cristaux. Pratiquement toutes les fibres de chaque mélangeur étant utilisées, l'information est maximale, et l'erreur statistique minimale. La plupart des erreurs systématiques potentielles sont absentes du rapport x_j puisque les signaux au numérateur et au dénominateur sont mesurés par les composants d'un seul détecteur. En contrepartie, les effets réels communs à toutes les fibres d'un mélangeur, et à fortiori à tout le calorimètre ne sont pas décelables par cette méthode.

Les données des systèmes de haute et basse intensité pour les trois périodes de calibration sont étudiées en six analyses séparées, plus une analyse spécifique de la stabilité

de l'intercalibration entre les deux calibrations du premier demi-baril faites à neuf mois d'intervalle avec le transport du faisceau test au labo de montage et retour.

6.4.1 L'élimination des mauvais cristaux

Le but premier de l'analyse présentée est l'étude de la stabilité du système xénon proprement dit dans des conditions normales. Il est donc nécessaire d'identifier les cristaux montrant un comportement extrême, et si possible de déterminer si leur fibre est cassée ou si c'est leur électronique qui est instable (par l'étude des piédestaux). Les cristaux pour lesquels la cause de l'instabilité peut être établie ne doivent pas contribuer au calcul des stabilités moyenne, et surtout ils doivent être éliminés des sommes de signaux (par exemple la somme des 240 cristaux par mélangeur à l'équation 6.3) utilisées pour corriger les fluctuations des lampes. Le premier passage des phases 2 et 3 de l'analyse sert à trouver ces mauvais cristaux qui sont ensuite éliminés des sommes par mélangeur pour le deuxième passage. Par contre, leurs spectres sont quand même analysés, et les résultats écrits dans la base de données. Pour tous les résultats de ce chapitre, ces cristaux ne sont pas pris en considération. La recherche de ces mauvais cristaux est faite par l'étude des valeurs de piédestaux et des signaux xénon. Une carte ADC de l'électronique du premier demi-baril a souffert de mauvaises connexions, ce qui a eu pour effet un bruit élevé et instable dans tous les 60 canaux du même 'ring'. Ces 60 cristaux sont classés parmi les mauvais pour P1 et P2. Une coupure est effectuée événement par événement sur les impulsions de xénon aussi bien que sur les piédestaux : les valeurs lues doivent se trouver dans certaines limites et dans le bon comparateur. Pour chaque cristal et chaque run, les valeurs en dehors de ces limites sont comptées, et si le total dépasse le 5 % des événements le cristal est classé mauvais pour ce run. Le cas le plus fréquent où cette coupure intervient est celui des piédestaux négatifs (voir annexe C) pour le premier demi-baril. La stabilité de la position et de la largeur des piédestaux est calculée pour chaque cristal sur la durée de la période, ainsi que le bruit (largeur absolue des piédestaux). La stabilité du signal xénon normalisé selon l'équation 6.3, définie comme la différence entre les positions extrêmes durant la période est d'environ 0.7 ± 0.3 (rms) % en moyenne sur tous les cristaux. Toutes les fibres ayant une instabilité supérieure à 3 % sont éliminées. La largeur du signal et la stabilité de la largeur doivent aussi rester dans des limites prédéfinies. Durant P2 deux fibres ont un signal xénon de trop faible intensité absolue, elles sont éliminées. La table 6.3 donne le nombre de cristaux par période et par intensité ayant succombé à chacune de ces coupures. A chaque coupure correspond deux colonnes : la première donne le nombre total de cristaux ne passant pas cette coupure, et la seconde le nombre de cristaux éliminés exclusivement par cette coupure (un cristal peut échouer simultanément selon plusieurs critères de sélection (coupures)). La dernière colonne donne le nombre total de cristaux éliminés (y compris les 60 cristaux souffrant de la mauvaise connexion). Ce nombre est compris entre 100 et 200 sur 3840 pour toutes les périodes et intensités. Pour la très grande majorité de ces cristaux, c'est l'électronique qui est en cause car peu de cristaux sont éliminés exclusivement par la coupure 'signaux xénon instables' (cut 5 à la table

Période	cut 1		cut 2		cut 3		cut 4		cut 5		cut 6		total
P1 basse	106	16	14	31	21	11	8	13	3	0	0	232	
P1 haute	5	7	4	16	3	20	15	24	4	0	0	119	
P2 basse	44	8	5	31	23	8	3	21	10	1	0	174	
P2 haute	6	3	2	16	1	10	4	29	9	1	0	123	
P3 basse	21	0	0	27	12	14	6	20	9	1	1	84	
P3 haute	9	0	0	114	29	82	8	106	24	1	1	182	

liste des coupures :

- 1 : trop peu de runs valables
- 2 : trop de signaux xénon hors gamme
- 3 : largeur piédestaux trop grande ou instable
- 4 : position piédestaux instable
- 5 : position xénon instable
- 6 : position xénon trop basse

Table 6.3: Nombre de mauvais cristaux par critère (les 60 cristaux souffrant de la mauvaise connexion en P1 et P2 sont comptés dans le total)

6.3). Une étude détaillée des mauvais cristaux est en cours.

6.4.2 Stabilité par période de calibration

La stabilité du signal xénon normalisé dans un cristal est définie d'une manière quantitative par

δ_j = variation rms du signal x_j (équation 6.3) sur la période considérée

La figure 6.8 montre l'évolution du signal pour un cristal typique sur les 45 jours de la période P2. Les erreurs statistiques sont trop petites pour être visibles à l'échelle du graphique. Pour ce cristal k , la stabilité δ_k est de 0.143 %. Les distributions des δ_j pour tous les cristaux de chaque intensité et pour chaque période sont présentées à la figure 6.9. Les distributions sont asymétriques, mais il n'y a pas d'importantes queues vers les régions de moins bonne stabilité. Le léger amoncellement sur la droite de la distribution des fibres de basse intensité pour la période P2 est entièrement dû à un mélangeur plus instable. Les valeurs moyennes de ces distributions sont résumées à la table 6.4. Toutes sont inférieures ou égales à 0.2 %. Elles sont très légèrement plus élevées durant les périodes P2 et P3 qui ont duré six semaines, que durant la période P1 qui n'a duré que quatre semaines. Les petites différences entre les systèmes de basse et haute intensité pour le premier demi-baril sont peut-être dues à la soustraction des piédestaux, (voir annexe C) qui est plus critique

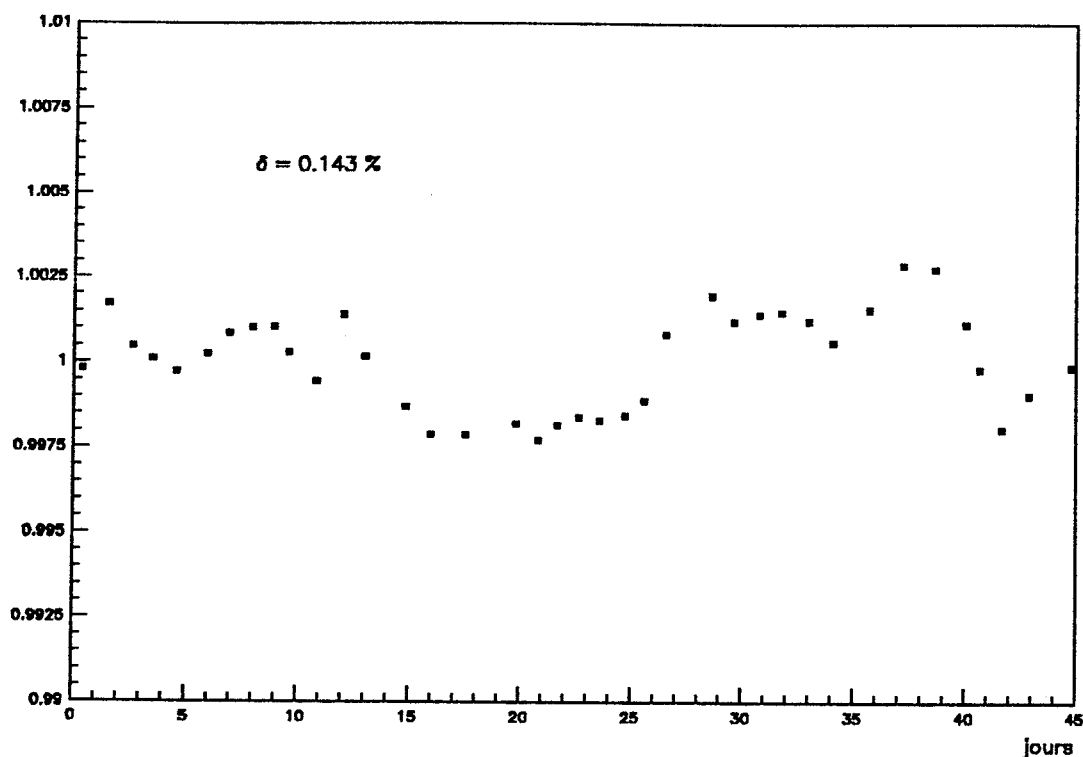


Figure 6.8: Evolution de x (eq. 6.3) pour un cristal typique durant P2

pour les signaux de basse intensité, mais cette tendance n'est pas confirmée par les valeurs du second demi-baril (P3).

Le paramètre δ_j représente quantitativement la stabilité d'une fibre, mais il ne donne aucune information sur le développement temporel du signal xénon. La courbe du cristal typique de la figure 6.8 ne montre pas de dérive systématique, mais au contraire des 'oscillations' irrégulières autour d'une position moyenne stable. Il y a des périodes où la courbe est lisse (les différences entre deux runs sont beaucoup plus petites que l'instabilité moyenne δ_j), et quelques sauts plus importants. Le nombre de telles courbes étant de près de 4000 pour chaque période et intensité, seule une analyse automatique des tendances est possible. La question de savoir si les variations sont toutes du type de celles du cristal représenté, ou si elles sont dominées par des dérives systématiques, trouve sa réponse à la figure 6.10. La stabilité moyenne $\bar{\delta}$ en fonction de la durée de la mesure pour le système

Période	basse intensité	haute intensité	combinées
P1 (1987)	0.16	0.15	0.12
P2 (1988)	0.19	0.17	0.15
P3 (1988)	0.18	0.20	
P1 $\rightarrow$ P2	1.64	1.64	1.21

Table 6.4: Stabilité de l'intercalibration des cristaux ($\bar{\delta}$) en %

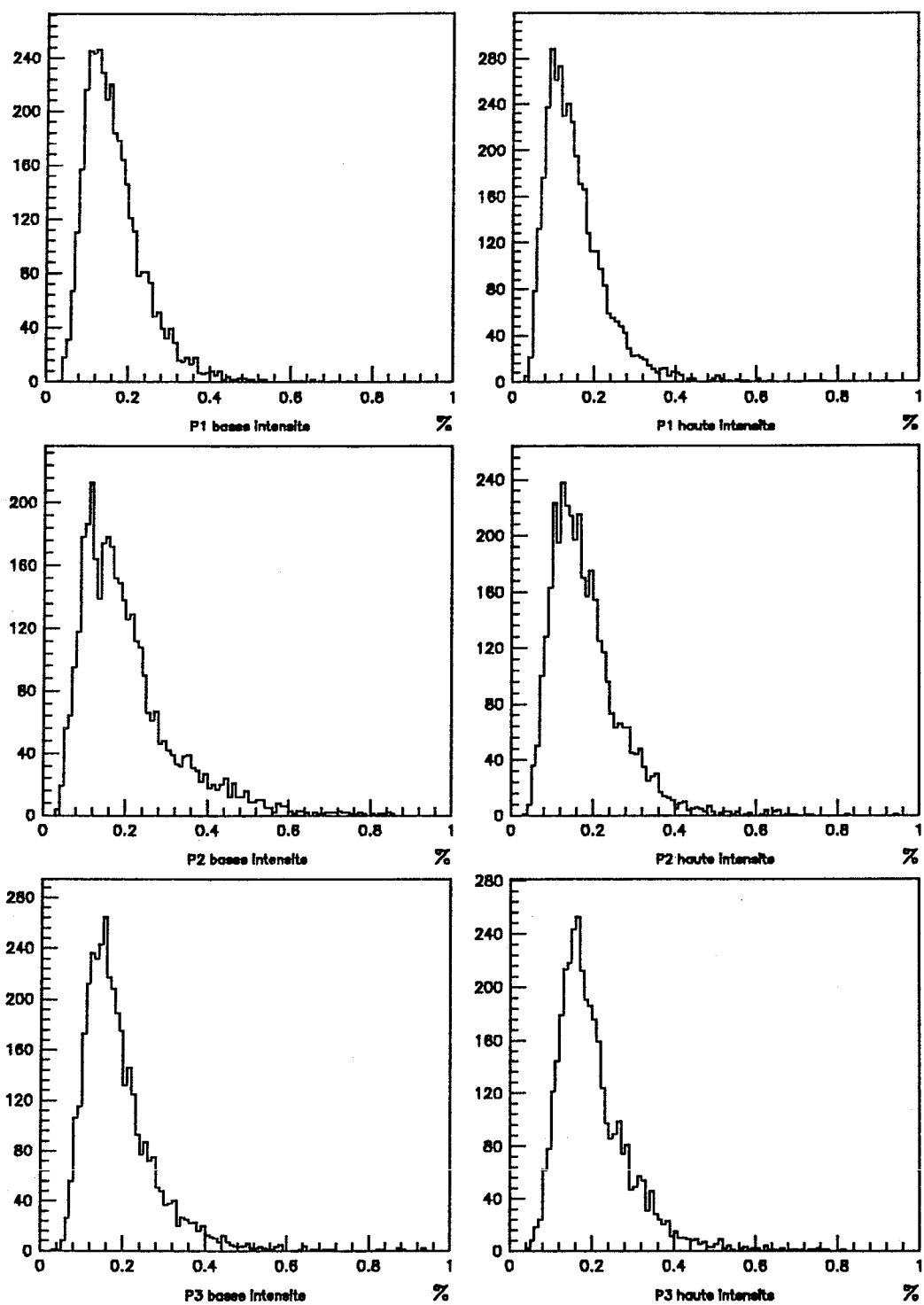


Figure 6.9: Distributions des δ_j pour toutes les périodes

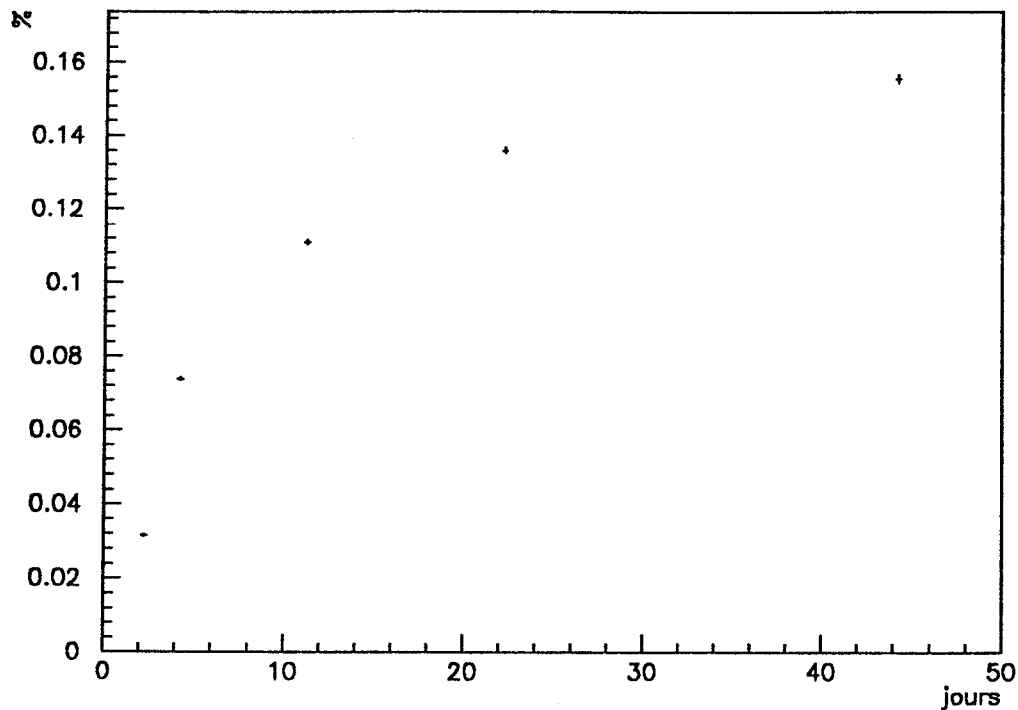


Figure 6.10: Stabilité moyenne $\bar{\delta}$ en fonction de la durée de la période

de haute intensité du premier demi-baril y est représentée. Les 45 jours de P2 ont été subdivisés en sous-périodes de 2, 4, 11 et 22 jours. Pour chaque sous-période la stabilité $\bar{\delta}$ est calculée (moyenne sur tous les cristaux), et les valeurs du graphique représentent la valeur moyenne de toutes les sous-périodes possibles d'égales longueurs. Cette procédure assure que toute l'information disponible est utilisée pour chaque point de la figure. La faiblesse de l'augmentation des variations moyennes avec la durée de la période exclut les dérives monotones comme cause principale de l'instabilité. En effet, de telles tendances se manifesteraient par une croissance linéaire des variations en fonction du temps. Le comportement est identique pour les fibres de basse intensité, et pour le second demi-baril.

Deux méthodes sont utilisées pour montrer que les courbes sont raisonnablement lisses, sans discontinuités importantes : la première consiste à calculer les écarts entre chaque paire de runs consécutifs. La figure 6.11 est la distribution de ces écarts en unité de δ_j pour les 7480 fibres des deux intensités et pour toutes les paires de runs de la période P2. La largeur du pic montre qu'en général les sauts entre deux runs sont beaucoup plus petits que δ . La présence de queues représente les quelques sauts plus importants du type de ceux qui apparaissent sur la figure 6.8. Dans la seconde méthode, la différence entre les points extrêmes (minimum et maximum) de la courbe de chaque fibre est calculée, puis divisée par la stabilité rms δ_j . La distribution de ces rapports pour toutes les fibres est donnée à la figure 6.12. La moyenne de ces rapports est de 4, ce qui est proche de la valeur qui serait obtenue dans le cas où les positions des pics de xénon des 38 runs de la période P2 de chaque fibre seraient distribuées selon une gaussienne de largeur δ . L'absence de queues exclut que des fibres aient un comportement d'un des types montrés à

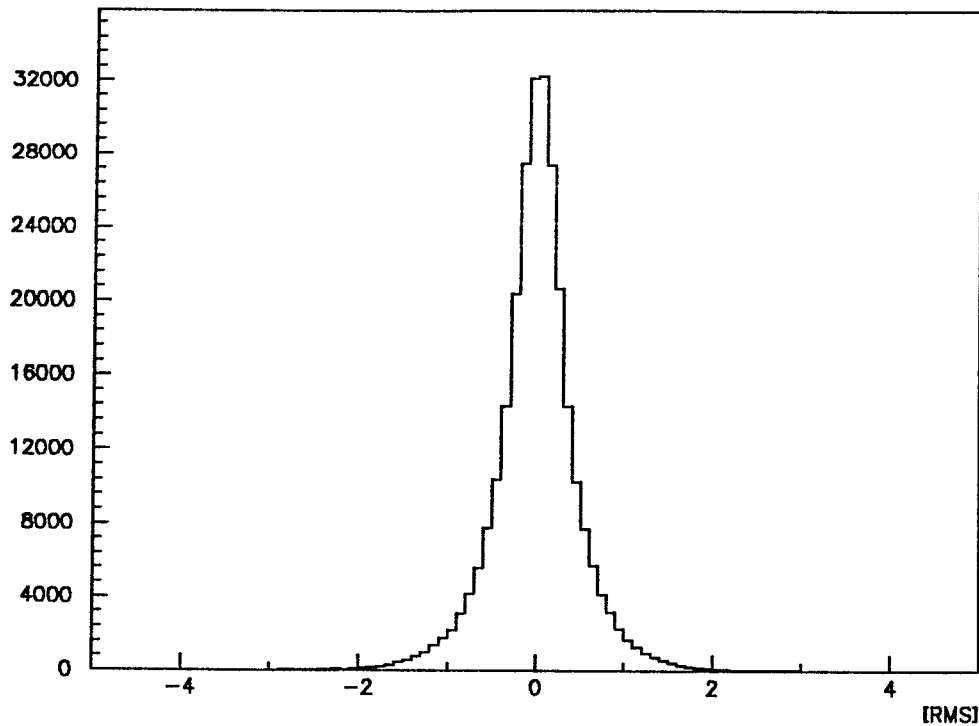


Figure 6.11: Distribution des sauts entre 2 runs consécutifs pour les 7480 fibres durant P2

la figure 6.13, puisque le premier donnerait lieu à des rapports égaux à 2.0, et le second 6.2. La conclusion est donc que la plupart des fibres se comportent d'une manière semblable à celle du cristal typique de la figure 6.8. La dernière colonne de la table 6.4 donne la stabilité de la combinaison des deux fibres par cristal. La moyenne des deux signaux xénon normalisés est effectuée run par run, et la variation δ de cette moyenne est calculée sur les périodes. La stabilité obtenue est meilleure qu'avec les signaux individuels, ce qui signifie que les variations runs par run des deux signaux ne sont pas étroitement corrélées. Elles ne sont toutefois pas totalement indépendantes, puisque la stabilité combinée est légèrement supérieure à ce que donnerait la moyenne quadratique des variations de deux variables aléatoires indépendantes. Une faible corrélation des signaux ne peut être exclue (voir section suivante).

6.4.3 Effets systématiques : groupes de cristaux et corrélation basse/haute intensité par cristal

Bien que la stabilité de l'intercalibration par période se situe confortablement dans les spécifications, l'étude d'éventuels effets systématiques peut améliorer la connaissance de l'origine des instabilités (système de fibres ou électronique du BGO). Les cristaux peuvent être groupés par mélangeurs (10 rangées en ϕ de 24 cristaux) comme cela est fait pour les résultats de la section précédente, par alimentations de l'électronique du BGO (5 rangées en ϕ de 24 canaux d'électronique), ou par rangées de 24 cristaux à ϕ constant.

Chaque rangée ϕ est équipée d'une carte de 24 préamplificateurs et de 2 cartes ADC de 12 canaux chacune. Les fibres optiques sont également groupées en sous-faisceaux de 24 fibres alimentant chacun une rangée ϕ . Les fibres d'une rangée ϕ ne sont pas distribuées d'une manière aléatoire sur la surface d'entrée du faisceau secondaire.

La stabilité du signal xénon défini à l'équation 6.3 est recalculée, mais avec au dénominateur des autres ensembles de N cristaux de normalisation : les 120 cristaux appartenant à la même alimentation de l'électronique, ou les 24 cristaux de la rangée ϕ . Les résultats figurent à la table 6.5. La stabilité n'étant pas significativement meilleure avec la normalisation par alimentation, il ne semble pas y avoir d'effet systématique important dûs aux alimentations. Par contre, les variations moyennes du signal xénon normalisé par rangées ϕ sont nettement inférieures à celles obtenues avec la normalisation par mélangeur. Sur la figure 6.14 est présentée la stabilité moyenne des 24 cristaux de chaque rangée, obtenue avec cette normalisation pour la période P2. On peut remarquer un certain groupement systématique par mélangeur, bien que des rangées isolées présentent une grande variation, et que la dispersion des 10 valeurs par mélangeur soit plus grande que les erreurs. La comparaison des courbes de chaque cristal contiendrait beaucoup plus d'information, mais la similitude des courbes est difficile à quantifier, et le nombre des courbes rend impossible une inspection visuelle systématique. La conclusion de la normalisation par différents groupes de cristaux est qu'une importante partie des variations observées est due à des effets communs aux 24 signaux d'une rangée. Il n'est pas possible

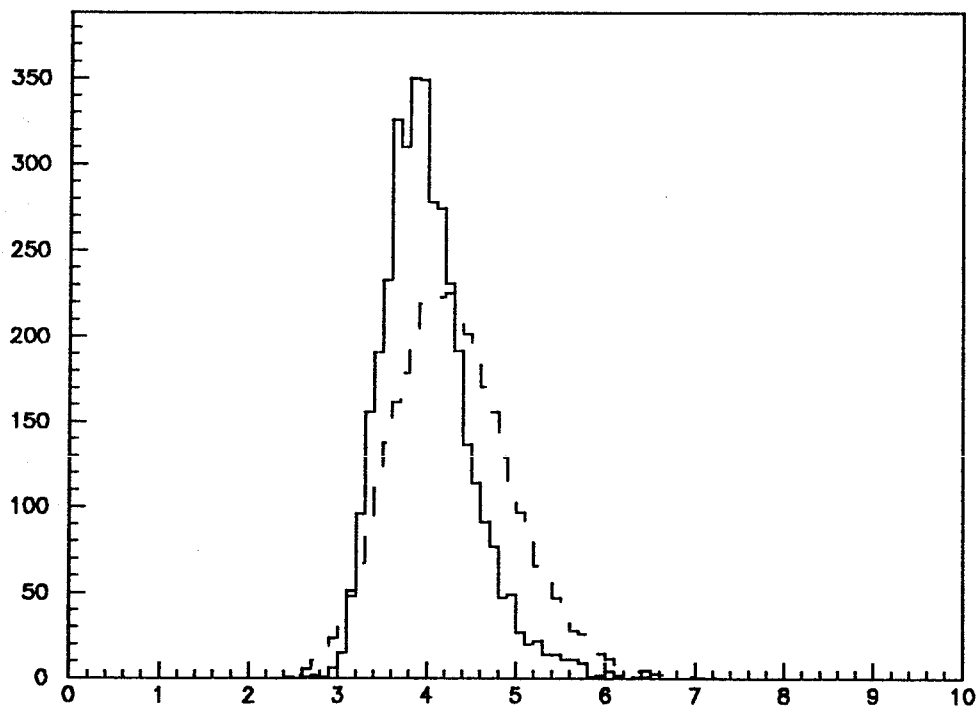


Figure 6.12: Rapports des différences maximum et des variations rms σ pour les cristaux de haute intensité en P2 (traitillé : distribution pour des variations purement gaussiennes)

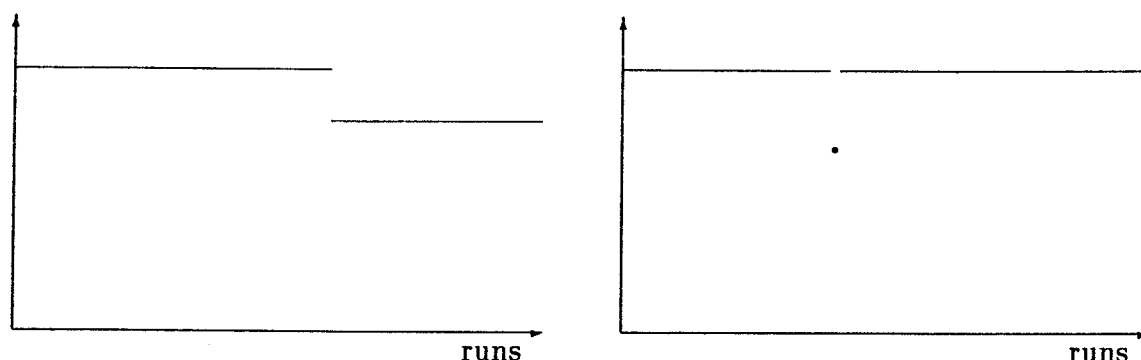


Figure 6.13: 2 types d'évolution discontinue du signal xénon exclus par les données

de dire si ces effets viennent de l'électronique (même carte de préamplificateurs) ou des fibres (même sous-faisceau).

La comparaison des signaux de basse et haute intensité dans le même cristal peut donner une information supplémentaire sur les origines des instabilités observées. Une corrélation des deux signaux se manifesterait par une similarité des deux courbes par cristal. Les deux signaux proviennent de deux systèmes de fibres indépendants, et sont mesurés en partie par une électronique différente (chaînes de basse et haute énergie), mais les photodiodes et le préamplificateur sont communs. La stabilité relative des gains des deux chaînes de digitalisation est calculée au préalable de la manière suivante : les signaux du système de basse intensité sont lus en première lecture dans le comparateur 3, et en seconde lecture dans le comparateur 4 (lecture en 'trump mode') qui est le premier de la chaîne de haute énergie. En plus de l'analyse normale, chaque événement de basse intensité est analysé une seconde fois en utilisant la valeur lue dans le comparateur 4 et en soustrayant le piédestal de la chaîne de haute énergie. Le rapport de ces deux analyses des mêmes événements, établi run par run donne le gain relatif entre les deux chaînes de lecture. L'instabilité de ce gain relatif est inférieure à 0.09 % pour les trois périodes. C'est une limite supérieure des instabilités de ce gain, car l'analyse pourrait être limitée par la

normalisation	période P1		période P2	
	haute	basse	haute	basse
mélangeur	0.146	0.160	0.176	0.192
alimentation	0.142		0.170	
rangée ϕ	0.126	0.135	0.143	0.155

Table 6.5: Stabilité δ pour différentes normalisations (%)

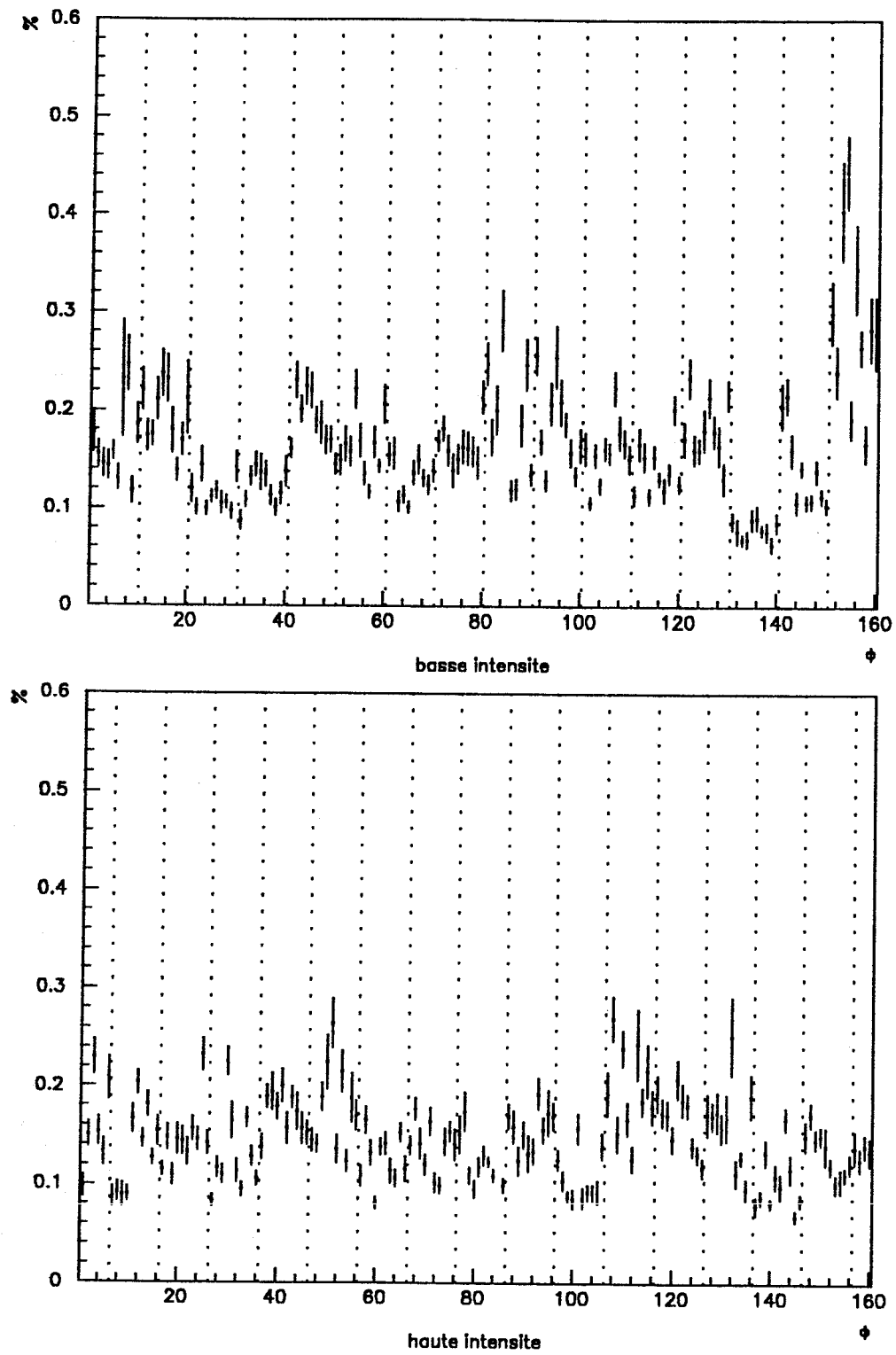


Figure 6.14: Stabilité des fibres avec la normalisation par rangée ϕ pour P2

précision de la soustraction des piédestaux. Ces instabilités sont bien inférieures à celles observées pour les signaux xénon, et par conséquent peuvent être négligées dans l'étude de la corrélation. Pour éviter des effets systématiques, il faut utiliser le même groupe de cristaux pour la normalisation des signaux de basse et de haute intensité d'un cristal. Cela exclut la normalisation par mélangeur, car les mélangeurs de basse et de haute intensité correspondant à un cristal couvrent différentes régions du baril. La seule possibilité est d'utiliser la normalisation par alimentations de numéro pair, les numéros impairs étant couverts par deux mélangeurs. La moitié des cristaux est donc analysable selon ce critère de normalisation non biaisée. Les données de basse et haute intensité sont prises en deux runs séparés d'environ 30 minutes. A cette échelle de temps, il n'y a pas de problème d'instabilité au niveau de 0.016 % (voir page 103). La corrélation pour chaque cristal est calculée selon la formule de covariance :

$$C_j = \frac{\sum_{m=1}^M (x_j^m(haute) - \xi_j(haute)) (x_j^m(basse) - \xi_j(basse))}{(M - 1) \delta_j(haute) \delta_j(basse)} \quad (6.4)$$

où :

- x_j^m : signal xénon (eq. 6.3) dans le cristal j run m
- ξ_j : signal xénon moyen dans le cristal j
- δ_j : variations rms du signal xénon dans le cristal j
- M : nombre de runs

Avec cette définition, la covariance C_j du cristal j a sa valeur comprise entre -1 et +1, une complète corrélation des signaux donnant la valeur +1, et une non-corrélation la valeur 0 (pour M grand). La distribution obtenue est donnée à la figure 6.15 (trait plein). Elle est très large, mais comporte une nette asymétrie. La courbe en traitillé représente la distribution des C_j pour des signaux non corrélés. Elle est obtenue par la même formule (eq. 6.4) dans laquelle les signaux de basse et haute intensité sont pris sur des cristaux différents (tirés aléatoirement). La largeur de cette distribution est due au fait que les courbes sont relativement lisses pendant la plus grande partie du temps. La comparaison des deux distributions indique un léger degré de corrélation entre les deux signaux. L'étude des variations entre deux runs consécutifs montre que ce sont surtout les plus grands sauts qui sont quelque peu corrélés dans les deux signaux du même cristal. Il n'y a par contre aucune corrélation entre les stabilités moyennes δ_j (haute intensité) et δ_j (basse intensité) par cristal.

6.4.4 Stabilité entre les périodes P1 et P2

L'analyse de la stabilité de l'intercalibration des cristaux du premier demi-baril entre les périodes P1 et P2 est importante, car les conditions qui ont prévalu sont représentatives de ce que subira le calorimètre dans son transport du site de calibration (hall ouest) à son emplacement définitif au LEP. Neuf mois séparent les deux périodes de calibration du premier demi-baril, qui a en outre subi dans l'intervalle le transport du faisceau test

X3 au labo 27 et retour. Pour effectuer le transport, les faisceaux primaires ont été débranchés au niveau des mélangeurs, les fibres de références ont été déconnectées des photomultiplicateurs et enroulées sur des bobines. Les cristaux suivants sont éliminés de cette analyse : les cristaux classés mauvais en P1 ou P2 pour l'une ou l'autre des intensités, les 24 cristaux dont la carte ADC a été changée entre les deux périodes, les 27 fibres dont la ferrule a été remplacée, et enfin les cristaux qui ont montré une variation extrêmement importante ($> 5\sigma$) entre les deux périodes (22 cristaux). Il reste un total de 3409 cristaux. Le calcul des stabilités moyennes $\bar{\delta}$ avec cet ensemble restreint de cristaux donne exactement les mêmes résultats que ceux de la table 6.4, prouvant par là que l'ensemble n'est pas biaisé.

La comparaison de la calibration des deux périodes est faite avec les rapports :

$$R_j = \frac{\xi_j^{88}}{\xi_j^{87}} = \frac{\text{signal moyen fibre j en 1988}}{\text{signal moyen fibre j en 1987}} \quad (6.5)$$

Ces rapports dépendent des différences d'intensité de lumière xénon et du changement éventuel de calibration des cristaux. L'intensité des lampes a effectivement changé, car les tensions ont été abaissées de manière à produire une diminution de 13 % de la lumière pour la deuxième période. Cette mesure a été prise pour éviter que certains signaux saturant la chaîne de basse énergie. L'effet attendu est une baisse globale de tous les signaux xénon, sans conséquence sur l'intercalibration des cristaux d'une même lampe. Les valeurs moyennes des 240 rapports R_j par mélangeur sont représentées à la figure 6.16. Les grandes

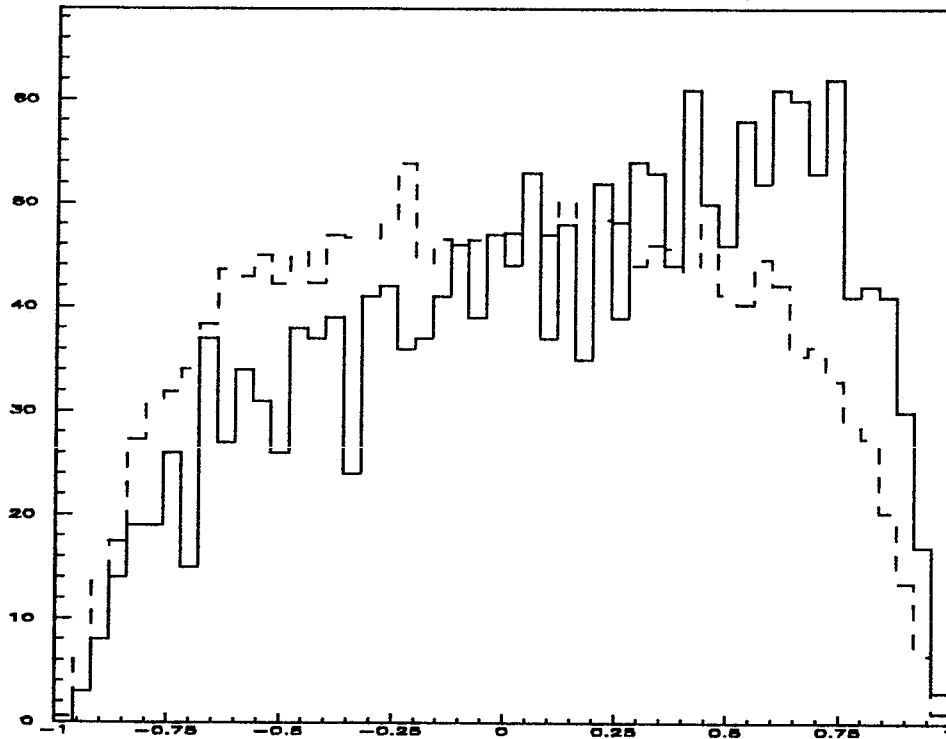


Figure 6.15: Covariance (eq. 6.4) entre les deux fibres par cristal pour P2. La distribution en traitillé correspond à des signaux non corrélés

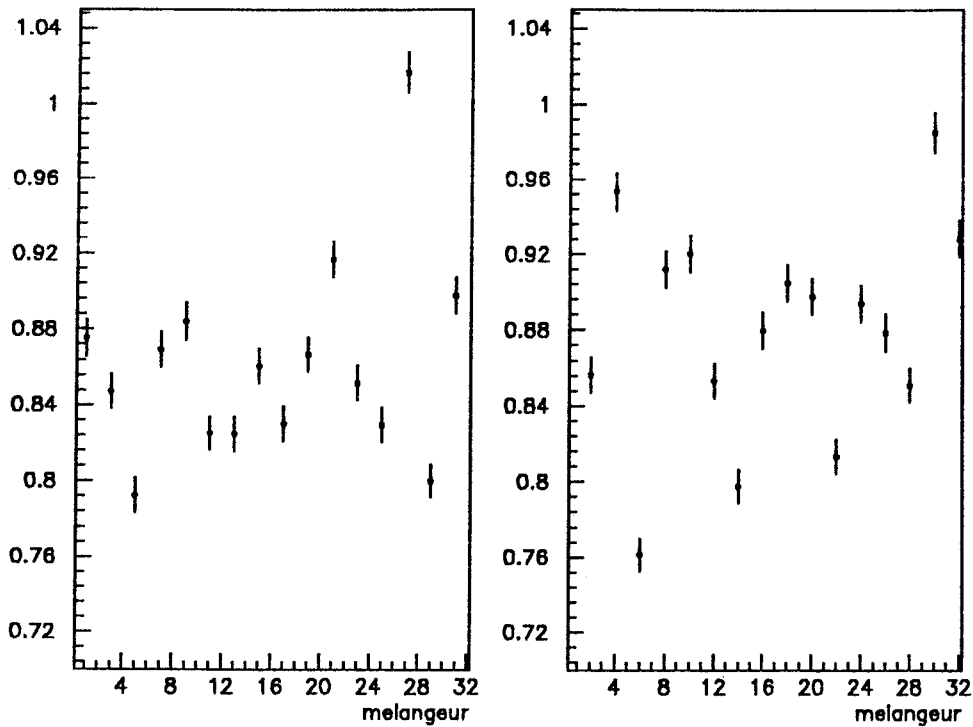


Figure 6.16: Rapports des intensités moyennes par mélangeur entre P1 et P2 (basse intensité à gauche et haute intensité à droite)

différences observées entre les quatre mélangeurs de chaque lampe (de l'ordre de 5.8 % de dispersion rms) sont dues aux variations d'intensité relative injectée dans les faisceaux primaires, et aux changements de transmissions entre les faisceaux primaires et secondaires. La position des faisceaux primaires dans les space shuttles n'ayant pas été touchée, la différence doit provenir de la déconnexion et reconnexion des faisceaux primaires sur les mélangeurs. L'effet est étonnamment important, car les connexions critiques entre les mélangeurs et les faisceaux secondaires n'ont, en principe, pas été touchées. Des variations de géométrie de la décharge peuvent également contribuer partiellement aux différences observées. De toutes manières, un tel effet n'a de conséquences que sur l'intensité absolue, laquelle n'a pas pu être suivie entre les deux périodes à cause des problèmes des détecteurs de référence durant P1. Pour comparaison, la stabilité relative des quatre mélangeurs par lampe durant les périodes de calibration est en moyenne de 0.25 % pour P1, de 0.39 % pour P2, et de 0.36 % pour P3 si l'on ne tient pas compte d'un unique mélangeur qui fait une dérive régulière de 30 % sur les 46 jours de la période.

Pour étudier l'intercalibration sur tous les mélangeurs, les rapports R_j^R suivants sont formés :

$$R_j^R = \frac{R_j}{\sum_{i=1}^{240} R_i} \quad (6.6)$$

Les distributions des 240 rapports R_j^R par mélangeur sont de la sorte normalisée à 1.0, ce qui permet de comparer le comportement de tous les canaux, indépendamment des

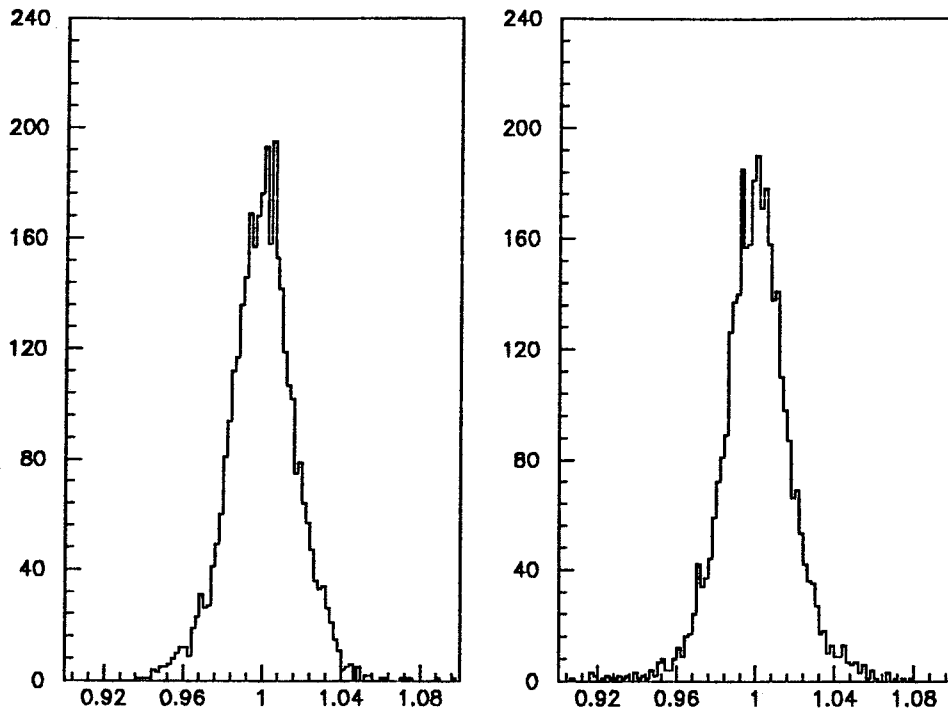


Figure 6.17: Rapports R_j de l'intercalibration des fibres de basse (à gauche) et de haute (à droite) intensité entre P1 et P2

variations globales d'intensité de chaque mélangeur. Les distributions de tous les canaux de basse et haute intensité sont montrées à la figure 6.17. La largeur des pics donne la variation moyenne de l'intercalibration de 1.64 % de la table 6.4 pour les deux intensités. Cette variation est beaucoup plus grande que l'extrapolation de la stabilité sur 45 jours à neuf mois par la courbe de la figure 6.10 ne le laisse prévoir. La même comparaison faite avec les constantes de calibration à 10 GeV [37] est compliquée par d'importants effets de température. Les corrections en découlant sont difficiles à effectuer, et séparent les cristaux en deux groupes distincts selon θ . La largeur de chacune de ces deux distributions de rapports des constantes de calibration est de 0.8 %. Les variations du système xénon sont donc beaucoup plus importantes, et ne reflètent pas de vrais changements de gain. Il est probable que les 1.64 % de variation moyenne de l'intercalibration du xénon représentent une instabilité, causée par le transport et les démontages au niveau des mélangeurs.

Une investigation poussée des effets systématiques par groupes de cristaux a été effectuée [33]. Il y a un net groupement par mélangeur, i.e. les valeurs moyennes par mélangeurs diffèrent de beaucoup plus que leurs erreurs. Une systématique par rangée ϕ se manifeste également, mais pas suffisante pour expliquer la totalité des variations. Il n'est pas possible de conclure sur la cause de ces effets par rangées ϕ , puisqu'aussi bien l'électronique que les fibres ont une structure en ϕ . L'absence totale de corrélation entre les valeurs R_j normalisées des fibres de basse et haute intensité par cristal indique plutôt la direction des fibres optiques. L'analyse ne révèle aucun effet systématique par alimentation

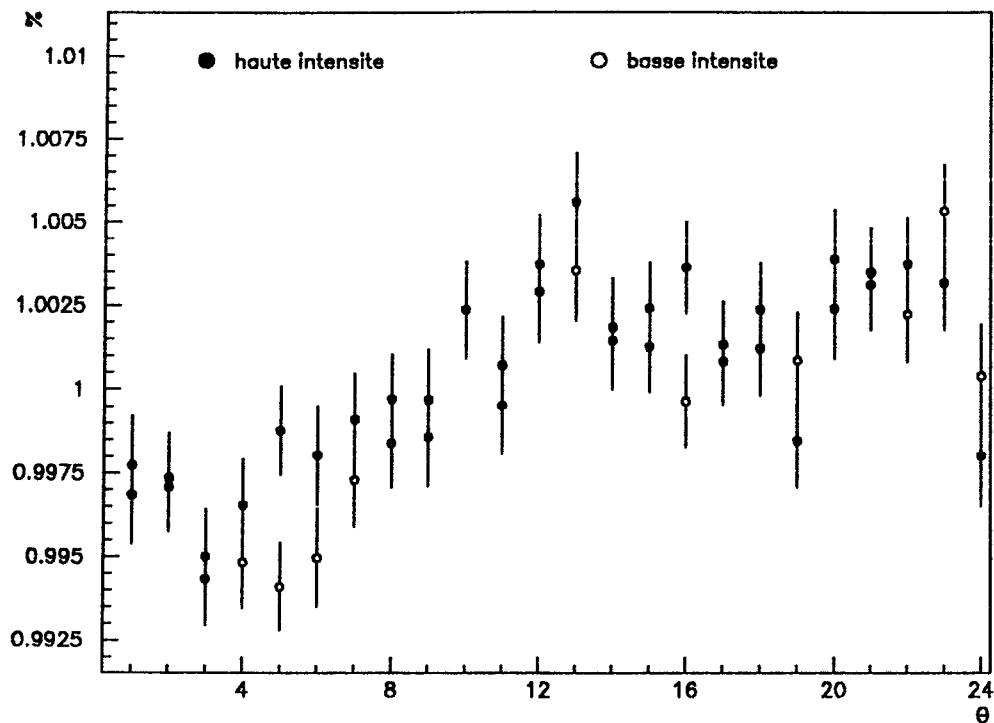


Figure 6.18: Rapports de l'intercalibration des fibres avec la normalisation par θ

de l'électronique, malgré le fait que de tels effets sont observés dans les piédestaux. Cela prouve que la soustraction des piédestaux est faite correctement. La figure 6.18 montre une structure en θ commune aux fibres de basse et haute intensité. Les deux fois 24 valeurs sont obtenues en moyennant les 160 rapports R_j (normalisés) par angle θ constant. Cet effet systématique pourrait être dû à un gradient dans la différence (entre P1 et P2) de température le long des cartes d'électronique, mais il est trop faible pour expliquer les 1.64 % de variation moyenne.

Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux de deux runs spéciaux pris juste avant le début de la période P1. Dans le but de simuler les effets du transport du demi-baril, dix mélangeurs du système de haute intensité furent déconnectés et immédiatement reconnectés au niveau des faisceaux primaires entre les deux runs. Les six autres mélangeurs de haute intensité restèrent intouchés, pour servir de témoins de la stabilité intrinsèque. La stabilité de l'intercalibration entre ces deux runs est définie comme étant la largeur rms de la distribution des différences des signaux xénon normalisés x_j (eq. 6.3). Le résultat est de 0.046 % pour les cristaux des mélangeurs manipulés, et de 0.016 % pour ceux des mélangeurs intouchés. L'effet des manipulations est clairement visible. D'une manière générale, les changements de l'intercalibration peuvent avoir deux causes possibles :

- variation de l'injection de la lumière dans les faisceaux primaires (géométrie de la décharge, instabilité mécanique du space shuttle, poussière)
- variation de l'injection de la lumière dans les mélangeurs (manipulation, poussière)

Pour les runs spéciaux aussi bien que pour la comparaison de P1 et P2, la première cause est certainement quasi-absente, car les space shuttles ne furent pas touchés. Les instabilités constatées montrent que les mélangeurs sont très sensibles, et qu'il faut à tout prix éviter les manipulations vers les porte-mélangeurs.

Il n'y a aucune corrélation mélangeur par mélangeur entre les instabilités moyennes durant P1, durant P2, et entre les deux périodes. Les différences systématiques de stabilité entre les mélangeurs ne proviennent donc pas de propriétés intrinsèques de chaque mélangeur, mais plutôt de la manière dont ils sont connectés aux faisceaux de fibres.

La situation ne sera en tous cas pas meilleure pour le transport des demi-barils au LEP, puisque dans ce cas les faisceaux primaires seront aussi débranchés du côté des lampes, et que les manipulations seront plus nombreuses. Il n'est pas exclu que l'instabilité de l'intercalibration entre les calibrations en faisceau et l'installation à L3 soit pire que les 1.64 % mesurés ici. Par contre, le monitoring de l'intercalibration au LEP après l'installation devrait être plus précis que lors des périodes de calibration, puisque les mélangeurs ni le baril ne seront alors touchés et que la sensibilité des mélangeurs semble avoir grandement contribué aux variations de 0.2 % (nombreuses interventions sur les demi-barils, mouvements sur la table tournante).

6.5 Stabilité des détecteurs de référence

6.5.1 Les photodiodes

Les photodiodes connurent quelques problèmes de jeunesse durant la période P1, aucun prototype n'ayant pu être testé auparavant. Pour cette raison, les données de cette période les concernant ne sont pas décrites dans les détails. Des problèmes de bruit synchronisé avec le cycle de l'électronique du BGO (T-GATE) ont montré la nécessité d'un blindage supplémentaire des amplificateurs fixés sur les barreaux porte-câbles du calorimètre. Ce bruit ne put être éliminé complètement qu'après huit jours de prises de données dans la période P3. Pour cette raison, la période P3 est amputée de ces huit premiers jours pour tout ce qui concerne les photodiodes. Pendant P2 ces problèmes de bruit peuvent être la cause d'une moins bonne stabilité d'ensemble des signaux xénon (et peut-être aussi ceux de l'americium) dans les photodiodes. La stabilité des signaux xénon sera discutée à la section 6.5.3, car une seule photodiode étant couplée à chaque mélangeur, il est nécessaire de faire appel à un autre détecteur pour éliminer les fluctuations d'intensité brute des lampes.

Stabilité de l'électronique

Les γ des sources d'americium testent la stabilité de l'électronique attachée aux photodiodes, à l'exclusion des propriétés optiques de la détection des photons visibles.

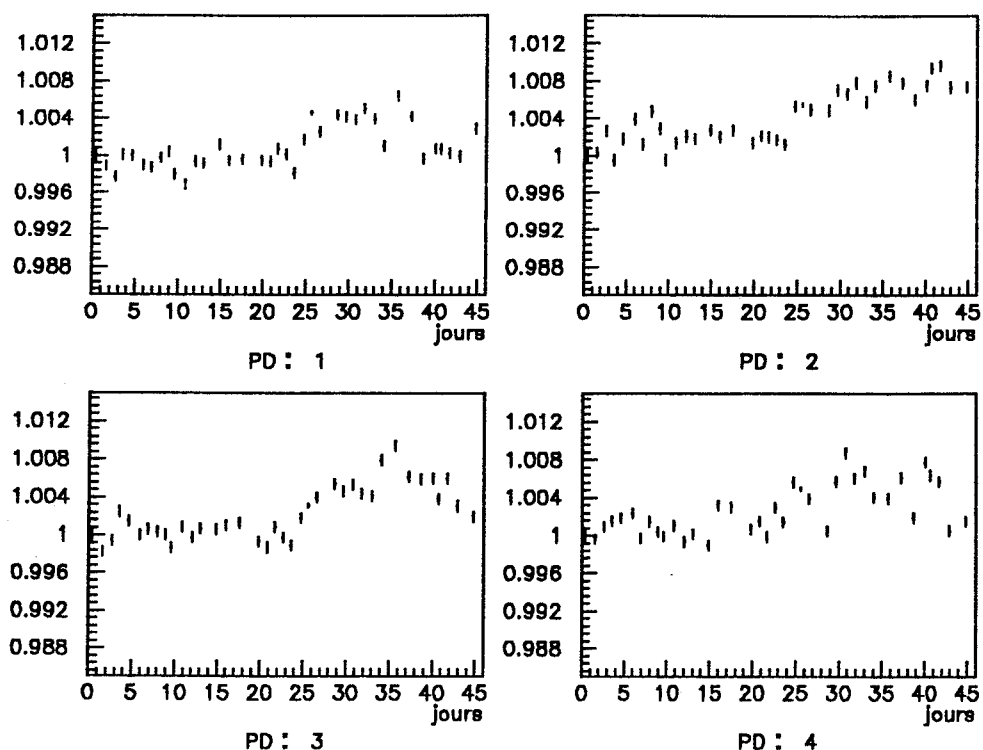


Figure 6.19: Stabilité de l'américium des 4 photodiodes pendant P1

	rms en %	dif. max. en %
<i>demi-baril 1</i>		
source 1	0.24	1.00
source 2	0.30	1.11
source 3	0.27	1.12
source 4	0.26	0.99
<i>demi-baril 2</i>		
source 1	0.10	0.50
source 2	0.16	0.69
source 3	0.13	0.54
source 4	0.09	0.47

Table 6.6: Stabilité de l'électronique des photodiodes durant P2 et P3

Cette stabilité est très bonne pour les deux périodes (figures 6.19, 6.20). Il n'y a pas de dérive monotone (cf. photomultiplicateurs), et la stabilité des quatre sources de chaque demi-baril est exprimée à la table 6.6 en rms et en différence entre les positions extrêmes en %.

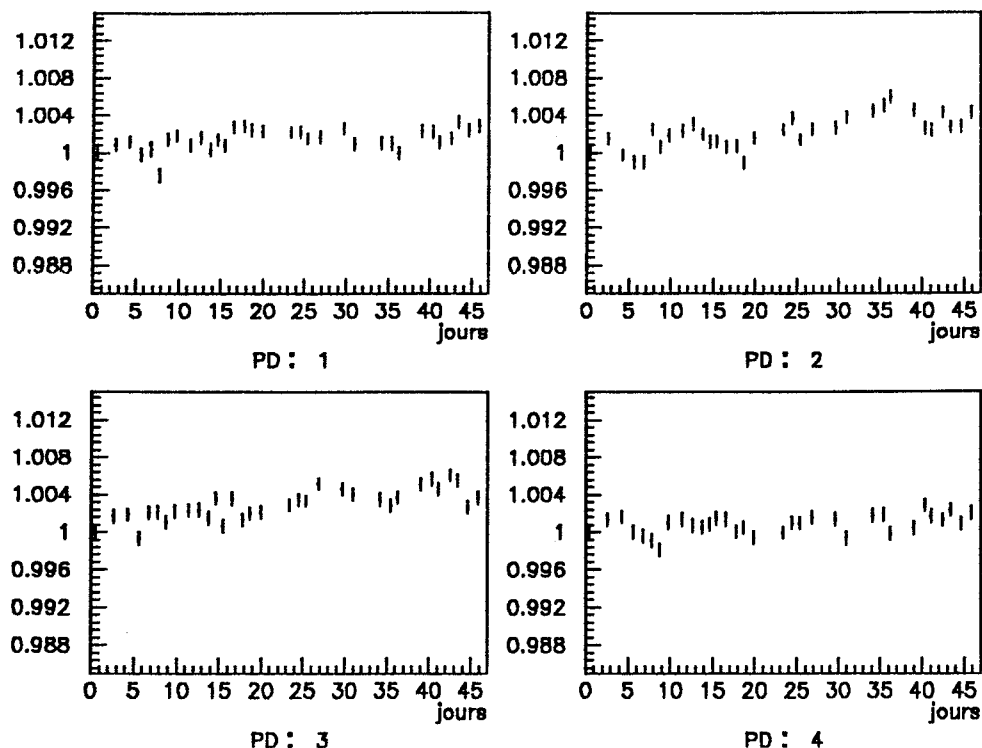


Figure 6.20: Stabilité de l'américium des 4 photodiodes pendant P2

6.5.2 Les photomultiplicateurs

Lors de la période P1, il y eut un problème de pénétration d'humidité dans les cristaux de NaI de quatre des huit sources d'américium des photomultiplicateurs, ce qui rend impossible la correction des variations de leur gain. La conjonction de trois symptômes avait alors été constatée : baisse de la position des pics de 6 à 8 % sur 28 jours, changement de forme des pics (épaules, doubles pics), et aspect jaunâtre des sources au démontage pour examen visuel. Trois de ces quatre sources ont montré les deux premiers phénomènes dès le début, et une a commencé à se dégrader au milieu de la période. Par conséquent, les données des photomultiplicateurs utilisées pour P1 ne concernent que les quatre photomultiplicateurs dont les sources sont restées en bon état pendant les 28 jours de prise de données. Durant le mois qui suivit cette période de calibration, les quatre sources encore valides ont également commencé à se dégrader. Après cette catastrophe, le producteur de ces sources a amélioré l'étanchéité de la fenêtre pour le lot de sources fournies en remplacement pour la période P2, ainsi que pour celles des photomultiplicateurs du second demi-baril. La fixation des sources dans les photomultiplicateurs a été modifiée afin de minimiser les tensions mécaniques, et la température de fonctionnement de l'enceinte thermostatée a été élevée au-dessus de la température extérieure moyenne. Cette dernière précaution évite les problèmes de condensation qui surviendraient dans le cas où la température intérieure serait constamment inférieure à la température extérieure.

	tension du pm en Volts	position du pic en canaux ADC	largeur RMS du pic en %	dérive en %
<i>demi-baril 1</i>				
source 1	1265	1074.0	3.28	4.83
source 2	1272	1115.7	2.86	4.08
source 3	1248	1110.6	3.29	3.65
source 4	1276	1059.0	3.86	5.24
source 5	1186	1094.0	3.10	2.72
source 6	1287	1131.3	2.67	4.18
source 7	1241	1108.8	3.86	5.02
source 8	1270	1064.8	3.47	4.33
<i>demi-baril 2</i>				
source 1	1487	1046.9	3.38	1.15
source 2	1358	1115.8	3.48	1.01
source 3	1133	1154.7	3.81	3.30
source 4	1276	1156.7	2.85	0.80
source 5	1378	1078.7	3.83	5.79
source 6	1385	1158.1	2.64	3.60
source 7	1320	1116.6	5.00	2.82
source 8	1301	998.9	3.51	1.28

Table 6.7: Comportement des sources d'américium des deux demi-barils pendant P2 et P3

Stabilité des pics d'américium

Les gains des photomultiplicateurs sont mesurés à chaque run par les pics des sources d'américium. La figure 6.21 montre la position de ces pics en fonction du temps sur les 45 jours de la période de calibration P2 pour les 8 photomultiplicateurs du premier demi-baril, et la figure 6.22 l'équivalent pour les 8 photomultiplicateurs du second demi-baril pendant P3.

La baisse de toutes les sources du premier demi-baril et de la moitié de celles du second reflète soit un réel changement de gain des photomultiplicateurs, soit une détérioration des sources. La seconde hypothèse est écartée sur la base de l'expérience acquise lors de la première calibration du premier demi-baril, puisque contrairement à ce qui s'était produit durant P1, la forme des pics est restée inchangée et leur largeur calculée n'a pas varié, et l'examen visuel d'une source n'a rien permis de déceler d'anormal. Les baisses de position des pics (résumées à la dernière colonne de la table 6.7 sous forme de différences entre le premier et le dernier run exprimées en % de la position initiale) est d'ailleurs plus faible : inférieure à 6 % pour tous les photomultiplicateurs sur les 45 et 46 jours des deux demi-barils. Les sources sont donc en état de fonctionnement normal. D'autre part, la stabilité

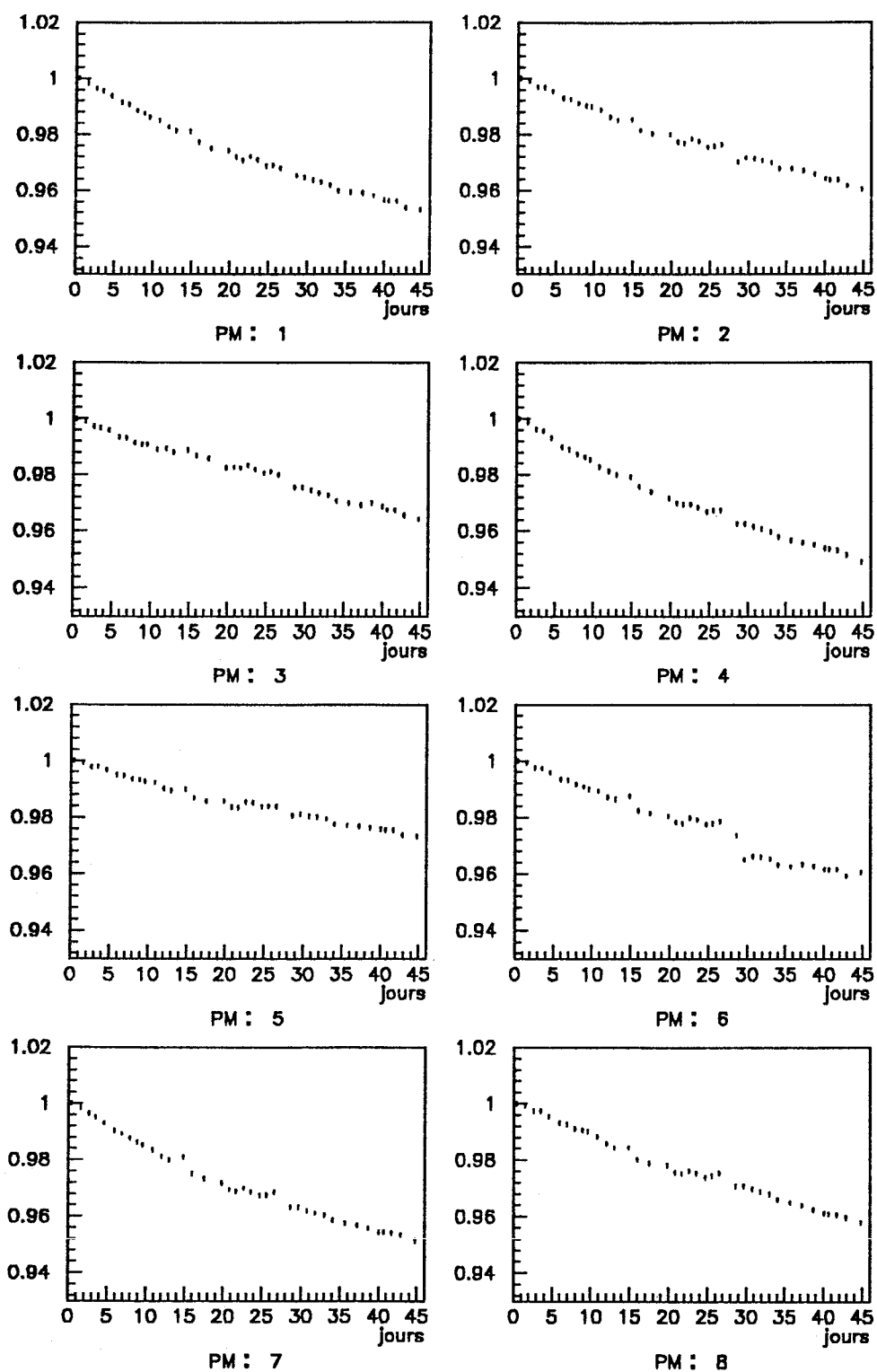


Figure 6.21: Evolution des signaux améri-cium des 8 photomultiplicateurs du premier demi-baril durant P2

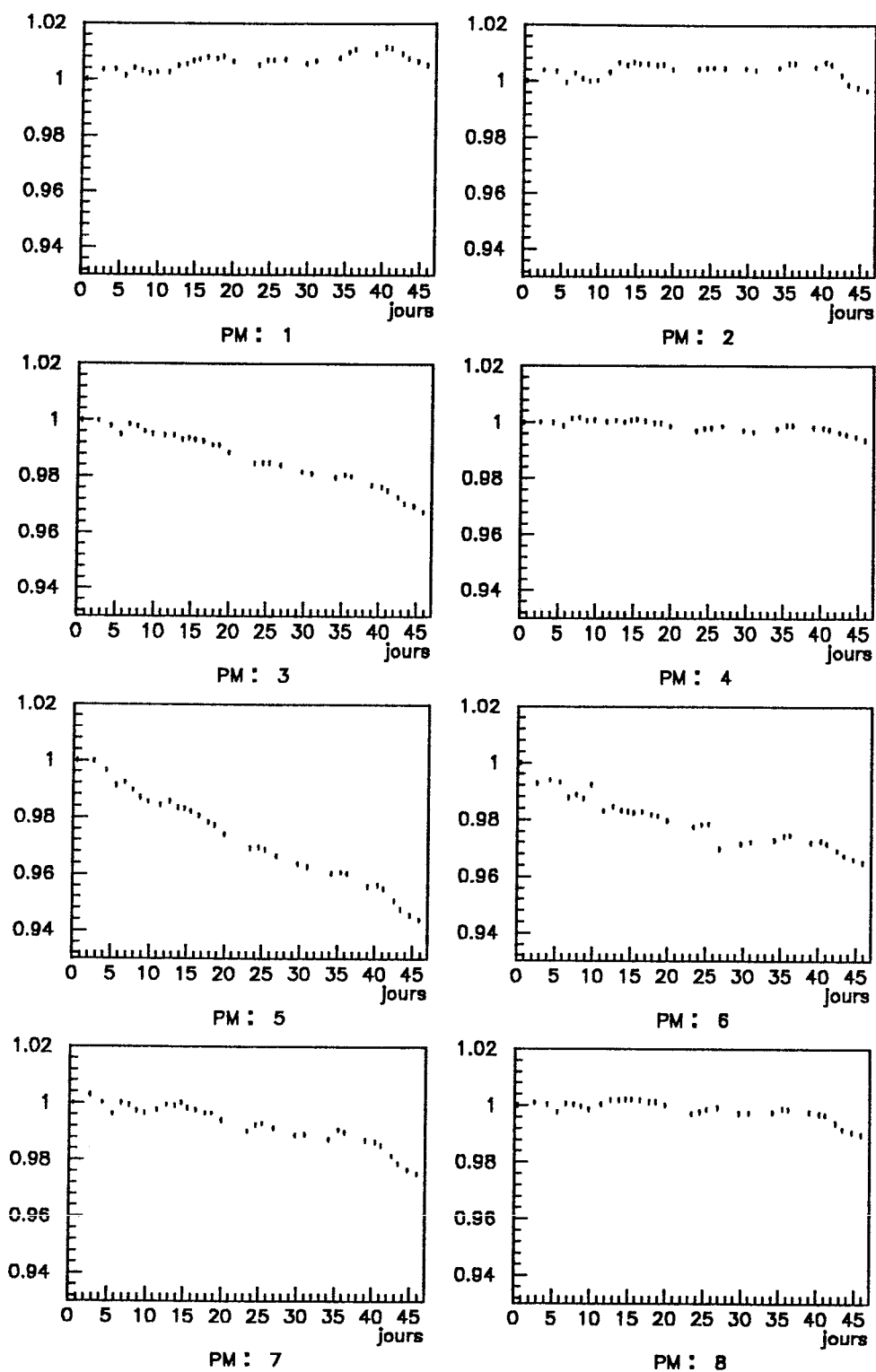


Figure 6.22: Evolution des signaux améri-cium des 8 photomultiplicateurs du second demi-baril durant P3

de la température des photomultiplicateurs dans l'armoire thermostatisée est satisfaisante. La température de fonctionnement a été fixée à 24.7 °C, ce qui est situé juste au-dessus de la température extérieure moyenne, et sa stabilité mesurée par la moyenne des quatre sondes placées vers les photomultiplicateurs est de 0.02 et 0.01 °C (rms des fluctuations autour de la valeur moyenne) pour P2 et P3 respectivement. Les déviations maximales sont de 0.1 et 0.03 °C, alors que la température extérieure mesurée par une cinquième sonde a varié de ± 2 et ± 2.5 °C. La dépendance de la production de lumière des cristaux de NaI des sources a été mesurée par des prises de données spéciales entre lesquelles la température a été changée et stabilisée pendant trois heures : la pente moyenne est de -0.32 %/°C. Les variations extrêmes des positions des pics dues aux effets de température uniquement sont donc inférieures ou égales à 0.03 %.

Le fonctionnement intrinsèque des sources n'étant pas en cause, les courbes sont donc le reflet de l'évolution des gains des photomultiplicateurs. L'examen des tensions d'alimentation des photomultiplicateurs montre une stabilité de ± 0.5 Volt (les photomultiplicateurs sont restés sous tension pendant toute la durée des trois périodes). Des mesures de la dépendance du gain vis-à-vis de la tension d'alimentation ont montré un effet linéaire sur une plage de 10 Volts avec une pente moyenne pour huit photomultiplicateurs de 0.7 %/Volt. Cela limite les variations de gain dues aux fluctuations d'alimentation à ± 0.35 %, toute dérive monotone étant exclue. De toutes manières, des mesures spécifiques ont montré que des variations raisonnables de la tension des photomultiplicateurs n'ont pas d'effet sur le rapport xénon/américium.

La conclusion de cette analyse de l'américium est donc que les gains des photomultiplicateurs tels que perçus par les sources ont globalement baissé pendant l'opération. La cause probable de cette baisse est le vieillissement des photomultiplicateurs. Le fait que la baisse moyenne soit plus faible pour les photomultiplicateurs du second demi-baril peut s'expliquer par le fait que ces photomultiplicateurs étaient neufs pour la période P3, alors que les photomultiplicateurs du premier demi-baril avaient déjà fonctionné durant P1 et même pour les prises de données de la dernière matrice test. Il y a deux causes principales de vieillissement des photomultiplicateurs [29,30] : la fatigue des dernières dynodes qui subissent le bombardement d'électrons le plus intense, et l'altération de la composition de la photocathode causée par la présence d'ions positifs dans le tube qui sont accélérés vers la photocathode.

Stabilité des fibres de référence

La stabilité des fibres de référence des photomultiplicateurs peut être étudiée par le rapport des signaux xénon des deux fibres par mélangeur qui sont connectées à des photomultiplicateurs. Ce rapport est calculé événement par événement pour tous les mélangeurs, donnant lieu à 32 pics par paire de runs de haute et basse intensité. La stabilité de la position de ces pics est une mesure de la stabilité combinée des fibres de référence, de la correction des variations de gain par l'américium, et de l'électronique associée aux photomultiplicateurs. Les résultats figurent aux deux dernières colonnes de la table 6.8.

Pour que tous les chiffres de cette table soient comparables, indépendamment du nombre de fibres présentes dans les rapports, un facteur de correction est appliqué à chaque cas : la stabilité rms du rapport pm1/pm2 est divisée par $\sqrt{2}$ puisque les fluctuations indépendantes de deux fibres s'ajoutent. Ainsi exprimée, la stabilité de ce rapport est directement comparable à celle du rapport d'une fibre d'un cristal à la somme des 240 fibres des cristaux du mélangeur correspondant, dans lequel ne contribuent que les fluctuations de la fibre étudiée (la contribution des fluctuations de la somme des fibres des cristaux est de $0.2\%/\sqrt{240}$, ce qui est négligeable). Pour les deux périodes, la stabilité brute (c'est-à-dire sans normalisation par intensité, par lampe ou par détecteur) se situe aux environs de 0.35% , ce qui est nettement moins bon que les 0.2% obtenus avec les fibres des cristaux. Pour éclairer les causes des instabilités, il faut parcourir tous les chiffres des deux colonnes concernant le rapport pm1/pm2 . La première colonne donne les résultats obtenus en utilisant l'américium pour corriger les gains des photomultiplicateurs, alors que pour la seconde aucune correction n'est appliquée aux signaux xénon. Les trois lignes inférieures de chaque colonne servent à étudier les effets systématiques : la normalisation par intensité signifie que les points de chaque courbe individuelle sont divisés run par run par la valeur moyenne des points de toutes les courbes de même intensité (haute ou basse). La valeur de stabilité obtenue représente les variations moyennes des courbes autour de la courbe moyenne. La normalisation par lampe est obtenue selon le même principe, en prenant les moyennes des courbes appartenant à chaque lampe, et la normalisation par photomultiplicateur en faisant la moyenne des courbes par photomultiplicateur (ici par paire pm1/pm2). Pour les rapports pm1/pm2 qui sont considérés dans cette section, il y a quatre courbes moyennes de paires de photomultiplicateurs, formées chacune par les valeurs de quatre courbes par intensité. Les normalisations ne sont pas biaisées, chaque courbe individuelle n'entrant jamais dans le calcul de la courbe moyenne devant la diviser. Toujours dans le but de pouvoir comparer tous les chiffres de la table entre eux, un facteur de correction est aussi appliqué sur les résultats de stabilité pour tenir compte du nombre fini (petit) de fibres utilisées pour la normalisation, et qui fluctuent elles aussi.

La stabilité intrinsèque des fibres, indépendamment de la correction du gain, est donnée par la normalisation par paire de photomultiplicateurs : 0.2% pour P2, et 0.28% pour P3 (pour P1, il n'y a qu'une paire de photomultiplicateurs dont les deux sources soient valides, d'une stabilité de 0.10% , de signification statistique faible). La valeur du premier demi-baril est très proche de la stabilité des fibres des cristaux, malgré la longueur de 35 mètres des fibres de référence. Pour le second demi-baril, le moins bon résultat obtenu vient sans doute des coupures et sertissages des extrémités des fibres dans les ferrules moins soigneusement effectués.

Il a été vu précédemment que les sources d'américium ont fonctionné correctement. La question suivante est celle de la représentativité des sources par rapport au gain des photomultiplicateurs. L'acuité des corrections des gains par l'américium peut être estimée en comparant les stabilités des rapports pm1/pm2 (bruts) avec et sans utilisation de l'américium, et également en regardant les stabilités obtenues par la normalisation par paires de photomultiplicateurs. Les fibres de basse intensité ont un comportement

DEMI-BARIL 1 période P1

basse intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	0.78	0.66	0.48	0.71	0.37	0.41
intensité	0.35	0.39	0.42	-	-	-
lampe	0.27	0.30	0.45	-	-	-
pm ou pd	0.31	0.32	0.38	0.44	0.46	0.46
haute intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	0.24	0.47	0.62	0.49	0.11	0.11
intensité	0.19	0.27	0.62	-	-	-
lampe	0.19	0.28	0.63	-	-	-
pm ou pd	0.15	0.15	0.53	0.44	0.10	0.10

DEMI-BARIL 1 période P2

basse intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	1.47	0.53	0.91	0.69	0.25	0.24
intensité	0.33	0.37	0.51	0.48	0.26	0.22
lampe	0.28	0.31	0.49	0.45	0.29	0.24
pm ou pd	0.28	0.28	0.50	0.47	0.21	0.21
haute intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	0.87	0.50	0.98	0.42	0.34	0.25
intensité	0.31	0.29	0.39	0.34	0.33	0.22
lampe	0.31	0.28	0.39	0.34	0.35	0.23
pm ou pd	0.23	0.23	0.30	0.27	0.19	0.19

DEMI-BARIL 2 période P3

basse intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	0.90	0.70	0.41	0.55	0.36	0.58
intensité	0.38	0.64	0.31	0.29	0.32	0.54
lampe	0.33	0.58	0.32	0.29	0.35	0.59
pm ou pd	0.32	0.32	0.31	0.27	0.28	0.28
haute intensité						
norm.	pm/bgo (1)	pm/bgo (0)	pd/bgo	pm/pd	pm/pm (1)	pm/pm (0)
brut	0.57	0.71	0.58	0.46	0.34	0.78
intensité	0.37	0.69	0.35	0.39	0.31	0.51
lampe	0.37	0.72	0.37	0.41	0.33	0.55
pm ou pd	0.30	0.30	0.30	0.35	0.27	0.27

Table 6.8: Stabilité rms en % pour toutes les périodes et intensités, avec différentes normalisations. Les chiffres (1) et (0) signifient respectivement que les signaux des photomultiplicateurs sont ou ne sont pas corrigés par l'américium

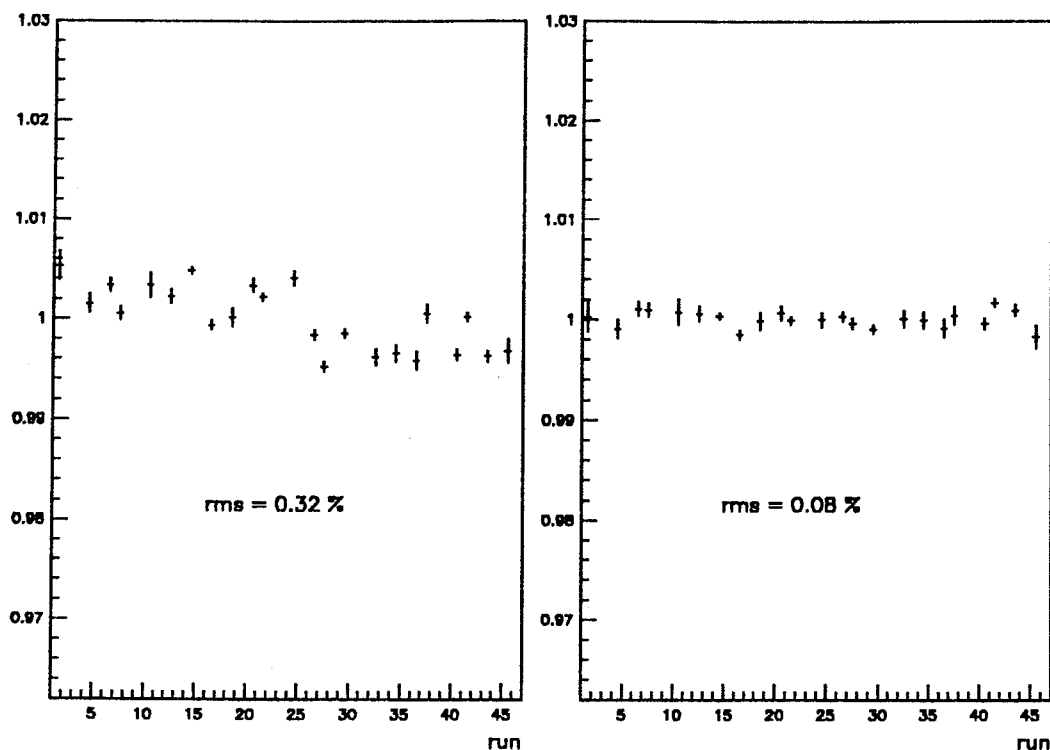


Figure 6.23: Moyenne des 4 rapports des signaux de haute intensité pour un couple pm1/pm2 durant P1 sans correction par l'américium (à gauche), et avec (à droite)

systématiquement différent des fibres de haute intensité, et cette différence s'étudiant mieux avec les rapports pm/pd et pm/bgo elle sera abordée dans les sections suivantes. Une première constatation s'impose : l'application de la correction par l'américium pour l'unique paire pm1/pm2 de P1 est très efficace, puisque la stabilité passe de 0.24 % à 0.11 %, égalant la stabilité intrinsèque des fibres de cette paire (normalisation par photomultiplicateur). La figure 6.23 permet de visualiser la situation en reportant l'évolution sur la période de la moyenne des quatre rapports des fibres de haute intensité de la paire pm1/pm2, sans et avec correction par l'américium. L'utilisation de l'américium améliore aussi la stabilité brute pour P3, mais ne la ramène pas tout-à-fait au niveau de la stabilité intrinsèque des fibres. Cela signifie que la correction est juste au premier ordre, mais qu'au deuxième ordre, elle ajoute une instabilité d'un rms équivalent de 0.2 % à l'instabilité naturelle des fibres. Pour P2, par contre, la correction par l'américium est inexacte au premier ordre, car son application détériore la stabilité brute. L'examen des courbes montre que c'est vrai pour trois paires de photomultiplicateurs sur quatre, et le cas le plus extrême montre qu'une source fait une baisse de 2 % supérieure à la baisse de gain vue par les fibres.

Les différences de perception du gain des photomultiplicateurs par les sources d'américium et par le xénon sont faibles en P3, et importantes en P2. Pour comparaison, la seule paire de photomultiplicateurs ayant deux sources intactes en P1 voit sa stabilité s'améliorer avec l'utilisation de l'américium pour atteindre 0.11 %. Deux phénomènes peuvent con-

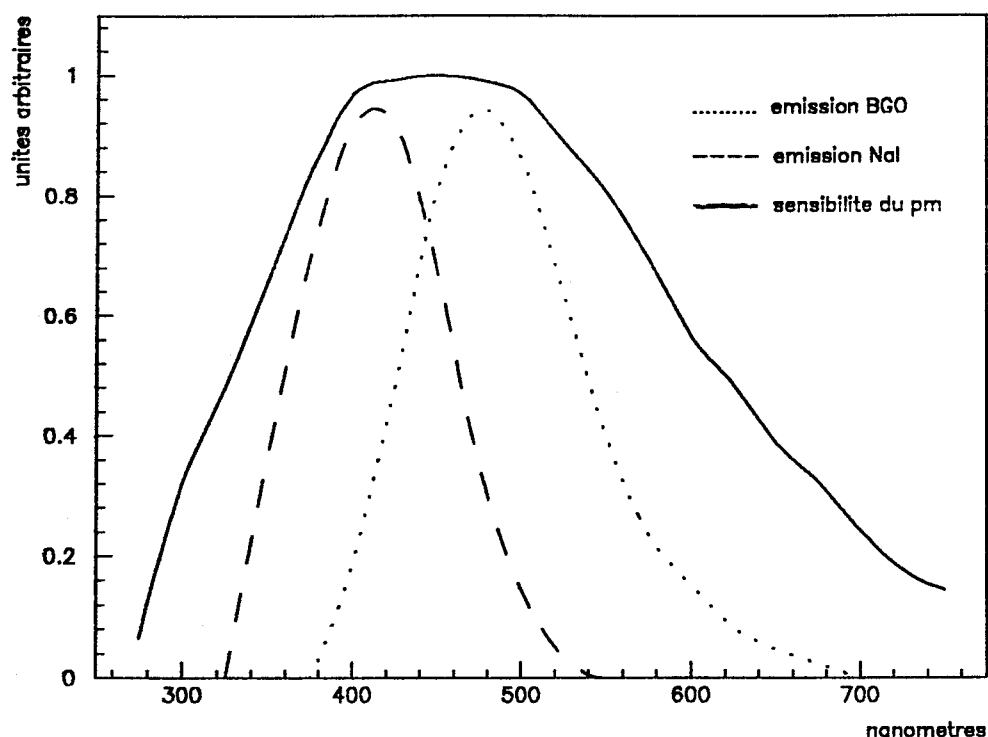


Figure 6.24: Spectres d'émission du BGO et du NaI comparés à la sensibilité des photomultiplicateurs

tribuer à provoquer ces différences observées en P3, et surtout en P2. Le premier a été mis en évidence [30,31] pour au moins trois types de photocathodes : la dégradation avec le temps de la sensibilité de la photocathode due à des processus électrolytiques est fonction de la longueur d'onde des photons incidents. La perte de sensibilité est plus forte dans le rouge que dans le bleu pour toutes les photocathodes citées, jusqu'à un facteur deux pour le type S-25. A ma connaissance, l'effet n'a pas été mesuré pour nos photocathodes S-20, mais, s'il est important, il se répercutera sur le rapport des signaux xénon/américium puisque le spectre des impulsions xénon est différent de celui des impulsions de NaI des sources (figure 6.24). Cet effet peut, de plus, ne pas être homogène sur la surface de la photocathode. Le second phénomène, indépendant de tout vieillissement, pourrait consister en des variations d'efficacité de collection des photoélectrons locales dues à des changement de répartition de tension sur les électrodes de focalisation. Pour tester les hypothèses de non-homogénéité des effets, la stabilité de tous les rapports de rapport $pm1/pm2$ par couple de photomultiplicateurs a été calculée. Il se trouve que les rapports de fibres voisines (appartenant à la même capsule de fixation) sont systématiquement plus stables que ceux des fibres éloignées : $0.30 \pm 0.035 \%$ contre $0.43 \pm 0.024 \%$ pour les fibres de haute intensité en P2 et $0.31 \pm 0.033 \%$ contre $0.60 \pm 0.086 \%$ en P3. Cet effet n'est pas visible pour les fibres de basse intensité, la cause pouvant en être une instabilité supplémentaire due aux filtres de plastique. Ce calcul appuie l'hypothèse des variations locales, auxquelles sont sensibles les signaux des fibres mais pas ceux de l'américium qui couvrent toute la surface de la photocathode. Sur la figure 6.25 sont représentés les quatre

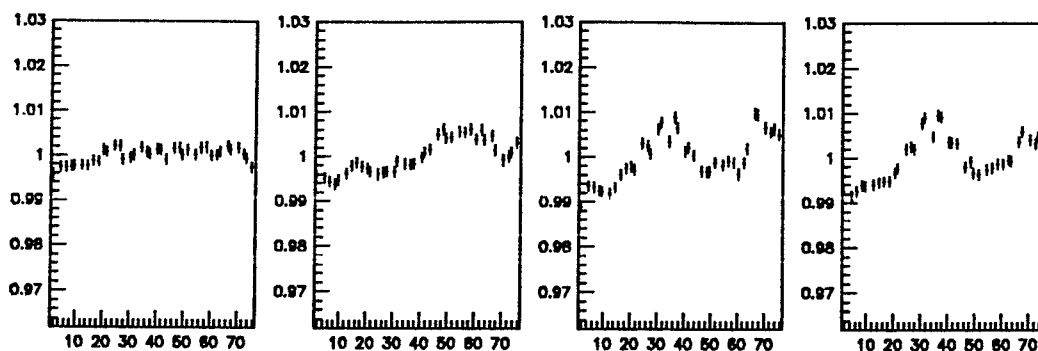


Figure 6.25: 4 rapports $pm1/pm2$ pour une paire de photomultiplicateurs. Les 2 courbes de gauche et celles de droite correspondent aux groupements des fibres sur les photocathodes

rapports des fibres de haute intensité d'une paire de photomultiplicateurs. On distingue aisément comment les fibres sont groupées dans les capsules de fixation. Tous les points ont été corrigés avec l'américium, mais celui-ci n'a pas été capable d'absorber les variations de gain vues par les deux paires de fibres voisines sur leur photocathode respective. Les informations concernant ce problème de gain contenues dans les données $pm1/pm2$ sont limitées par le fait que tous les effets communs sont invisibles dans ces rapports. Il est nécessaire de confronter les données des photomultiplicateurs avec celles des photodiodes et des cristaux pour clarifier la situation.

6.5.3 Stabilité relative des photomultiplicateurs et des photodiodes

La confrontation des photomultiplicateurs et des photodiodes apporte des informations sur le comportement au premier ordre des gains des photomultiplicateurs, et sur la stabilité du xénon dans les photodiodes. Concernant le premier point, la stabilité brute du signal xénon dans les rapports

$$\frac{(pm_1^i + pm_2^i)/2}{pd^i} \quad (i \text{ est l'indice du mélangeur}) \quad (6.7)$$

de haute intensité s'améliore avec l'utilisation de l'américium pour les photomultiplicateurs, passant de 0.80 % (rms) à 0.42 % en P2 et de 0.51 % à 0.46 % en P3 (table 6.8). L'effet est plus net en P2 qu'en P3 parce que la correction de gain y est plus importante relativement aux instabilités des fibres. La figure 6.26 illustre cette amélioration pour un mélangeur en P2. Le fait que la stabilité s'améliore à nouveau en passant à la normalisation par intensité signifie qu'il y a un léger effet systématique global entre les perceptions du xénon par les deux types de détecteurs, ou une erreur systématique de correction de gain pour l'un ou l'autre des détecteurs. L'amélioration supplémentaire obtenue par la normalisation par photodiode provient de l'effet de l'américium dans les photomultiplicateurs déjà constaté avec le rapport $pm1/pm2$. Ce dernier chiffre donne une estimation de la stabilité des fibres des photodiodes, qui est de l'ordre de 0.3 % pour P2 et P3. Ce résultat un peu moins bon que celui des fibres des photomultiplicateurs a sans doute plusieurs causes :

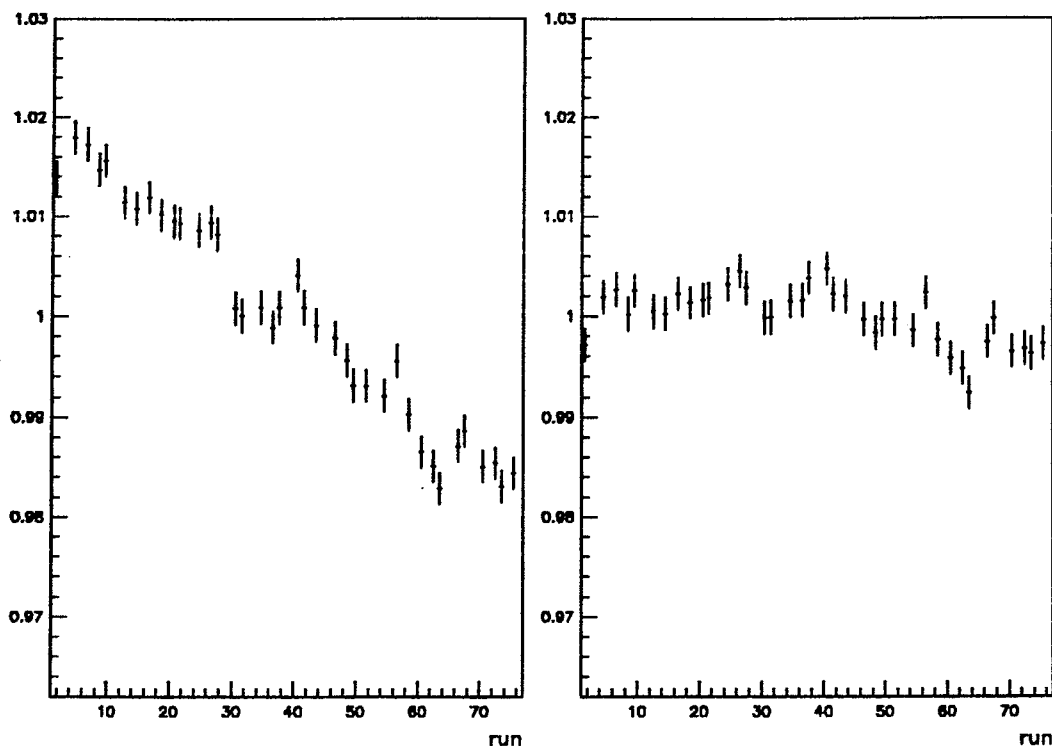


Figure 6.26: Stabilité du signal pm/pd pour 1 mélangeur en P2 sans (à gauche) et avec (à droite) correction américium

- des éventuels problèmes systématiques de détermination de la position des pics d'américium (longue queue dans les distributions, changements de forme des pics)
- une soustraction imprécise des piédestaux, en raison de la mauvaise linéarité des ADC et des problèmes de bruit corrélé avec le T-GATE
- les instabilités mécaniques dues aux mouvements des demi-barils pendant la calibration. Il est possible que de faibles déplacement de l'axe des fibres éclairant les photodiodes fassent varier le signal à cause de l'inhomogénéité de la surface sensible, ou parce que le cône de lumière s'étend jusqu'à la bordure de celle-ci (comme présumé à la section 6.3)

La conclusion importante qu'on peut tirer de l'étude de toutes les courbes équivalentes à celle de la figure 6.26 est que les deux types de détecteurs de référence ont une réponse cohérente aux signaux de xénon, car il n'y a aucune dérive systématique dans les courbes des rapports pm/pd.

La différence systématique entre les fibres de haute et de basse intensité dans les photomultiplicateurs rend impossible l'obtention de conclusions comparables pour les fibres de basse intensité. Il sera montré à la prochaine section que cette différence n'est pas présente dans les photodiodes.

6.6 Monitoring de la calibration absolue

Système de haute intensité

Le système a démontré qu'il avait d'une part une stabilité de 0.2 % dans le monitoring de l'intercalibration par groupes de 240 cristaux, et d'autre part que les détecteurs de référence étaient cohérents entre eux, au moins en ce qui concerne les fibres de haute intensité. Le pas suivant est l'étude du comportement du système vis-à-vis de la calibration absolue. Le but ultime est l'utilisation des rapports des signaux xénon dans chaque cristal aux signaux xénon dans les détecteurs de référence du mélangeur correspondant, mais pour étudier les effets globaux, il est plus simple de commencer la comparaison avec les rapports

$$\frac{pm}{\sum_{j=1}^{240} BGO_j} \text{ et } \frac{pd}{\sum_{j=1}^{240} BGO_j} \quad (6.8)$$

par mélangeur. Dans toute cette section, seules les données du système de haute intensité sont décrites, celles de basse intensité feront l'objet de la prochaine section. La figure 6.27 montre l'évolution sur les 27 jours de P1 de la moyenne des 16 rapports pm/bgo (chaque point représente la moyenne des 16 valeurs pm/bgo pour un run) correspondant aux quatre photomultiplicateurs dont les sources d'américium étaient valides. Les barres d'erreur représentent la dispersion rms divisée par $\sqrt{16}$ des 16 points autour de la moyenne. L'évolution est parfaitement libre de toute dérive systématique. La stabilité

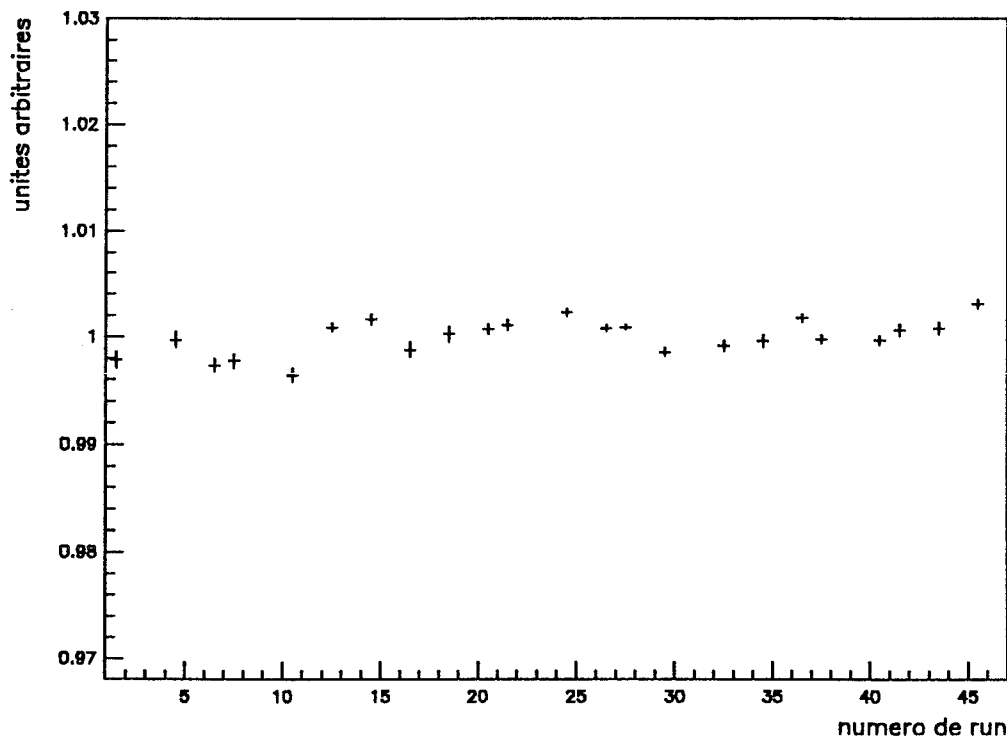


Figure 6.27: Evolution de la moyenne des rapports pm/bgo de haute intensité pendant P1

moyenne des 16 courbes individuelles brutes est de 0.24 % (voir table 6.8). La normalisation de ces courbes par la courbe moyenne met en évidence un léger effet systématique, puisque la stabilité s'améliore un peu pour atteindre 0.19 %. Cette différence entre les photomultiplicateurs et le BGO est globale car la normalisation par lampe n'apporte pas de changement. Par contre, la normalisation par photomultiplicateur abaisse l'instabilité à 0.15 %, ce qui prouve que la correction des gains par l'américium devient imprécise à ce niveau de précision. Ce chiffre représente la stabilité des fibres de référence des photomultiplicateurs avec quatre fois plus de statistique que pour les 0.10 % trouvés à la section 6.2.1. Elle est exactement égale à celle des fibres des cristaux. La comparaison des chiffres de stabilité brute avec et sans correction par l'américium montre, comme pour les données pm/pm, que cette correction est efficace au premier ordre. (Les données des rapports pd/bgo pour P1 sont beaucoup moins stables, mais ne montrent pas non plus de dérive monotone sur la période. L'instabilité vient principalement de problèmes mécaniques de fixation des filtres).

La même analyse pour P2 comporte des données complètes, puisque tous les photomultiplicateurs sont retenus, mais est entachée d'un problème de dérive systématique qui apparaît à la figure 6.28. Sur cette figure, sont représentées plusieurs courbes pm/bgo appartenant à différents photomultiplicateurs et différentes lampes. Ils ont tous le même type de comportement. L'effet ne semble pas venir des photomultiplicateurs ou d'une mauvaise correction de leur gain, puisque les rapports pm/pd ne montrent pas de semblable dérive.

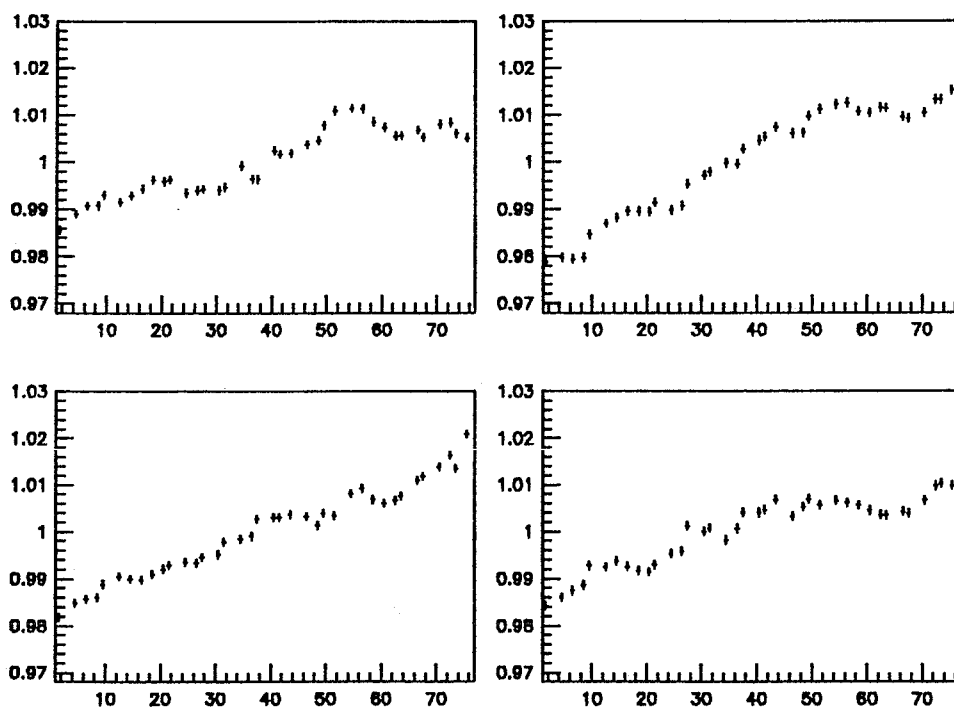


Figure 6.28: Evolution de plusieurs rapports pm/bgo de haute intensité pendant P2. L'échelle horizontale représente le numéro de run

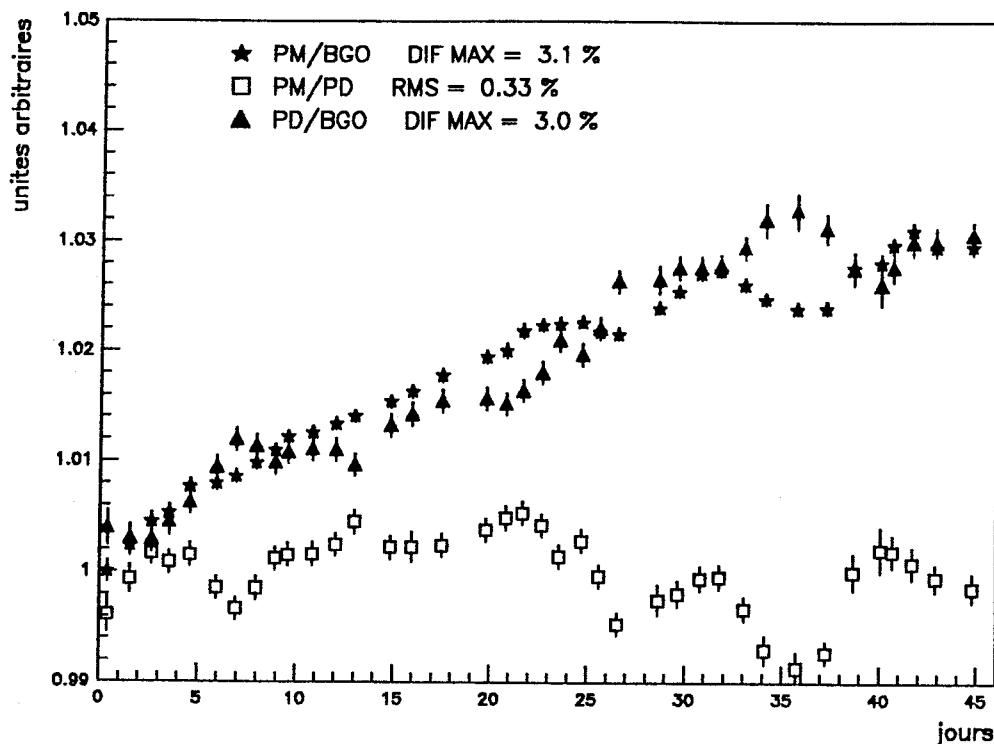


Figure 6.29: Dérives moyennes (système de haute intensité) durant P2

Ceci est confirmé par l'examen des rapports pd/bgo , qui présentent une évolution similaire aux rapports pm/bgo . La figure 6.29 permet de comparer les courbes moyennes de tous les rapports pm/bgo , pd/bgo , et pm/pd . Cette fois les 32 rapports pm/bgo sont pris en considération. On remarque la cohérence des deux types de détecteurs de référence, malgré leur électronique complètement différente : la courbe de leur rapport se développe sans dérive monotone, avec une stabilité rms de 0.33 %. La dérive de l'ordre de 3 % qui affecte les deux autres courbes semble provenir d'une différence systématique entre le BGO et les détecteurs de référence, qui évolue avec le temps. La figure 6.30 est l'équivalent pour P3. Les mêmes phénomènes apparaissent, avec toutefois une amplitude plus faible (échelles des graphiques identiques).

La situation est donc différente pour chacune des trois périodes. Une grande différence systématique entre le BGO et les détecteurs de référence est présente durant P2, se manifestant par une pente de 3 % sur les 45 jours. Pour P3, l'évolution est similaire, mais l'effet n'est que de 1.9 % sur les 46 jours. Pour P1, la stabilité est au contraire excellente, aucun effet n'étant visible avec les photomultiplicateurs valides ou avec les photodiodes. Pratiquement toutes les tentatives d'explication réalistes de cette dérive se heurtent à des contradictions. La liste qui suit résume (d'une manière non exhaustive !) les causes possibles, et les problèmes auxquels elles mènent si on les confronte avec toutes les données qui sont disponibles.

1. Un effet global non-identifié de l'électronique du BGO. Il pourrait bien être différent

d'une période à l'autre, mais il devrait affecter aussi les données des électrons. Or, il n'en est rien : durant P2 et P3, un certain nombre de cristaux ont été calibrés deux fois. Pour P2, où l'effet est le plus grand, il s'agit de 297 cristaux qui ont été calibrés deux fois à 47 jours d'intervalle à 10 GeV. La distribution des rapports des deux constantes de calibration cristal par cristal est centrée à 0.9985, avec une largeur rms de 0.005 [37]. La correction de température des cristaux est tellement faible qu'elle ne change ni la position du pic ni la largeur de la distribution. En P3, un intervalle de temps de 45 jours sépare les deux calibrations à 10 GeV de 524 cristaux. Cette fois la température des cristaux a fortement varié, puisque la distribution des rapports des constantes non corrigées est centrée à 0.968, avec une largeur rms de 0.007. Toutefois, l'application de la correction pour les différences de température ramène la position du pic à 1.0022 (et la largeur à 0.018 car la correction est faite dans des conditions difficiles où toutes les données ne sont pas toujours disponibles). Cette correction de 1.55 % par degré ne s'applique qu'aux électrons car il font scintiller les cristaux, alors que la transparence n'est pas affectée par les variations de température. En conclusion, les données des électrons ne voient aucun effet de l'électronique du BGO.

2. Un mauvais traitement des piédestaux du BGO (effet 'jumbo', décrit à l'annexe C). En réalité, la déviation des valeurs des piédestaux, due à la grande énergie équivalente injectée simultanément dans tous les cristaux d'une même alimentation des cartes ADC, est faible. De plus, une variation de cet effet implique une variation d'intensité

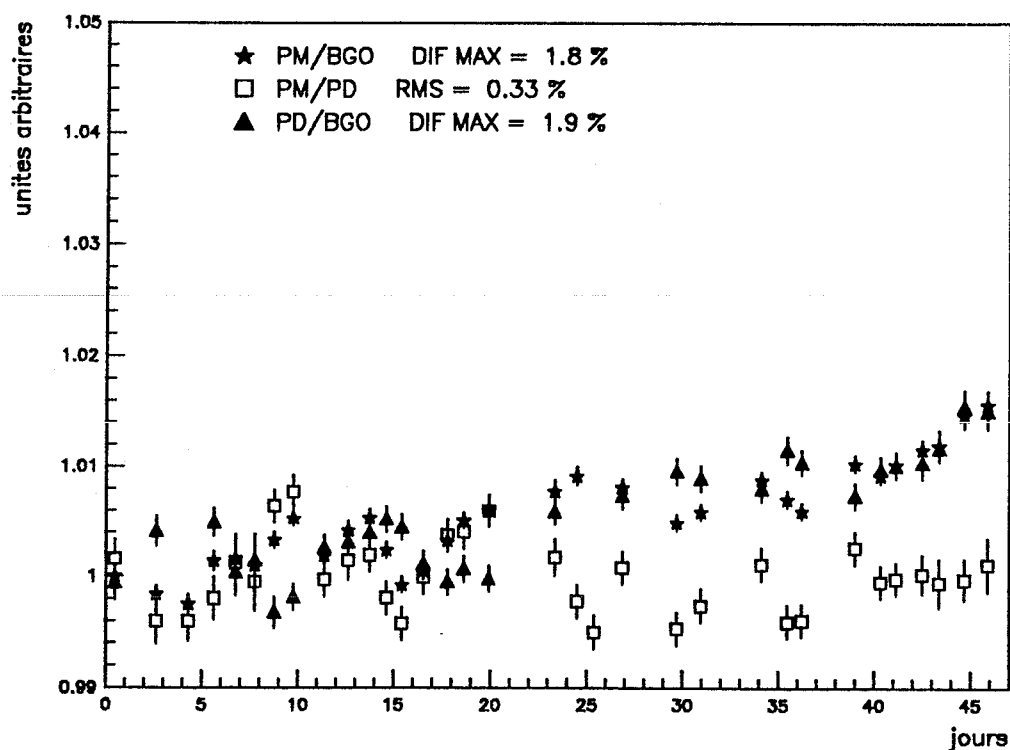


Figure 6.30: Dérives moyennes (système de haute intensité) durant P3

des lampes. Le fait que la dérive observée soit du même ordre de grandeur que les variations d'intensité brute exclut que cet effet ait pu causer la totalité de la dérive.

3. Des variations de la température de l'électronique du BGO, qui auraient un effet sur le traitement des signaux. Dans ce cas, il serait possible de penser que la correction de température prend en charge des effets de l'électronique en plus de la dépendance de la scintillation. Les températures des cartes de préamplificateurs et des cartes ADC ont été mesurées par des senseurs. Un examen attentif de ces courbes irrégulières (le système de stabilisation de température était en plein développement pendant les calibrations) ne permet pas de déceler de tendance corrélée avec les dérives vues par les signaux xénon. La comparaison des données de température pour les trois périodes est rendue délicate par le fait qu'entre P2 et P3 le système de refroidissement des boîtes contenant les cartes ADC a changé, passant d'un flux d'air à la circulation d'un liquide. On ne peut exclure le fait qu'en P1 et P2 les températures enregistrées n'étaient pas représentatives de la température des composants électroniques, mais seulement de l'air en circulation. Un autre type d'effet lié à la température de l'électronique pourrait n'affecter que les impulsions du xénon : une variation de la mise en forme ne touchant que la partie finale (2 dernières microsecondes) des impulsions. Dans ce cas, la queue plus longue des impulsions de xénon pourrait être la source des changements apparents.
4. Un effet systématique de l'électronique du xénon est pratiquement exclu par le fait que le traitement est complètement différent pour les photomultiplicateurs et pour les photodiodes.
5. Un effet direct (et non compris) de la variation du temps d'arrivée de l'impulsion xénon dans le T-GATE. Ce temps est mesuré par un TDC faisant partie de l'électronique du BGO. Pendant les trois périodes ce temps a subi des variations de l'ordre de 70 nanosecondes entre les positions extrêmes. Pour P2, ce temps a dérivé d'une manière parallèle à la dérive des signaux xénon, mais, la durée d'intégration de cinq microsecondes étant constante quel que soit le temps d'arrivée de l'impulsion, cela n'a aucun effet sur le signal xénon dans le BGO. D'autre part, cette éventuelle corrélation de la dérive temporelle avec l'évolution des hauteurs de signaux est totalement absente en P1 et en P3. En P1, la dérive en temps est comparable à celle de P2, mais les signaux sont stables, alors qu'en P3, l'évolution des deux types de courbes est totalement différente. Il est à remarquer que la dérive temporelle n'est pas vue par le TDC du système xénon. Les deux mesures du temps ne sont pas tout-à-fait comparables, car le signal de départ des TDC n'est pas le même. On peut voir à la figure 5.4 que l'impulsion qui débute la mesure du TDC du xénon est générée après un délai d'une dizaine de microsecondes dont le propos est de retarder le déclenchement de la lampe jusqu'au prochain T-GATE. Or la mesure du TDC du BGO inclut ce délai. Une dérive de 70 nanosecondes sur un temps de 10 microsecondes est dans les spécifications de l'unité de temporisation utilisée. C'est donc certainement cette dernière qui est responsable de cette variation du temps

d'arrivée de l'impulsion xénon (les délais des circuits de déclenchement des lampes sont restés stables, avec des différences entre les valeurs extrêmes durant les périodes comprises entre 7 nanosecondes pour les meilleurs et 30 nanosecondes pour le pire). En conclusion, l'étude des trois périodes ne montre pas de corrélation systématique entre les dérives des signaux et celles des temps de déclenchement.

6. Une dérive du seuil du discriminateur du photomultiplicateur de déclenchement (figure 5.4) (de 70 nanosecondes en P2, ce qui innocenterait l'unité créant le délai mentionnée au point précédent) aurait un effet négligeable sur le BGO, un grand effet dans les photomultiplicateurs, et pas d'effet dans les photodiodes (ADC mesurant l'amplitude maximum de l'impulsion).
7. Une instabilité de la largeur des portes des ADC du système xénon est exclue pour deux raisons : 1) cela n'aurait aucun effet sur les photodiodes, 2) les valeurs de piédestal de l'ADC des photomultiplicateurs ne montrent pas de dérive.
8. Les données prises avec la matrice de 100 cristaux avaient mis en évidence une dépendance de la hauteur du signal mesuré dans le BGO en fonction de la durée d'intégration. L'effet est de l'ordre de 0.6 % /100 nanosecondes. Ce temps d'intégration est mesuré événement par événement. Sa valeur moyenne par run n'a pas varié de plus de 4 nanosecondes dans les trois périodes. Cette cause potentielle doit donc être rejetée.
9. Un changement de la composition spectrale des impulsions des lampes pourrait avoir un effet différent sur le BGO et sur les photomultiplicateurs, mais le rapport pd/BGO devrait y être insensible (même détecteur). De plus, des calculs simulant de telles variations ont montré que même si l'essentiel des variations d'intensité observées était dû à des changements spectraux, l'effet différentiel entre le BGO et les photomultiplicateurs ne dépasserait pas 1 %.
10. Un vieillissement des fibres se manifestant par une diminution de leur transmission devrait affecter surtout les photomultiplicateurs, puisque la lumière les atteignant passe à travers 35 mètres de fibres de plus que pour le BGO et les photodiodes.
11. La diminution de la réflectivité de la peinture recouvrant les faces des cristaux semble peu probable, car elle affecterait forcément les électrons. Un calcul effectué avec un programme de simulation de collection de lumière dans les cristaux (voir section 7.3) a même montré que les signaux d'électrons seraient beaucoup plus touchés que ceux du xénon. Une hypothèse plus restrictive est la diminution de la réflectivité de la face avant uniquement, par le fait qu'elle subit une irradiation par les photons du xénon supérieure aux autres faces. Le calcul montre alors que pour un effet résultant en une baisse de 3.1 % du signal xénon, les signaux d'électrons subissent une diminution de 1 %, ce qui est exclu par les données. De plus, si la lumière xénon détériorait la peinture, il y aurait une corrélation entre les dérives de chaque cristal et l'intensité de sa fibre. L'analyse ne montre aucune corrélation.

12. L'hypothèse la plus probable est un changement de la forme de l'impulsion xénon, ce qui pourrait avoir des effets différents sur l'électronique du BGO et celle des détecteurs de référence. En effet, la mise en forme et le temps d'intégration diffèrent sensiblement (temps d'intégration égal à 5 microsecondes pour le BGO et 2 microsecondes pour les deux types de détecteurs de référence). Une cause possible de variation de la forme des impulsions du xénon est le vieillissement des capacités des circuits des lampes. Des mesures sont en cours pour étudier ce point. Un mystère dans la définition des cycles temporels d'intégration de l'électronique du BGO ne peut pas non plus être totalement exclu.

La situation de la basse intensité

L'étude des courbes du système de basse intensité révèle un problème systématique dans les photomultiplicateurs. La figure 6.31 présente les courbes moyennes pm/bgo, pd/bgo et pm/pd de basse intensité pour P2 (correspond à la figure 6.29 de la haute intensité). La culpabilité des photomultiplicateurs apparaît par le fait que la courbe pd/bgo est identique à celle de haute intensité, alors que la dérive de pm/bgo est plus importante (4.7 %), et que le rapport pm/pd est affecté lui aussi d'une dérive (~ 2 %). En partant de l'hypothèse selon laquelle la dérive de 3.1 % des signaux de haute intensité vient du BGO, et qu'une dérive supplémentaire de l'ordre de 1.6 % s'ajoute au signaux de basse intensité des photomultiplicateurs uniquement, on peut corriger tous

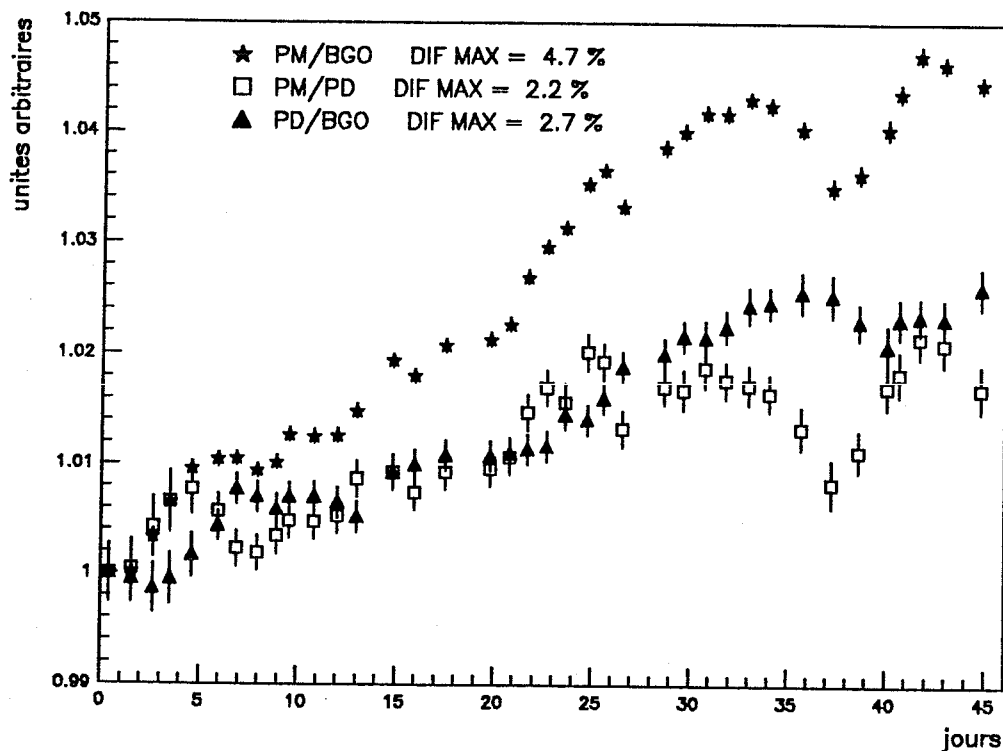


Figure 6.31: Dérives moyennes (système de basse intensité) durant P2

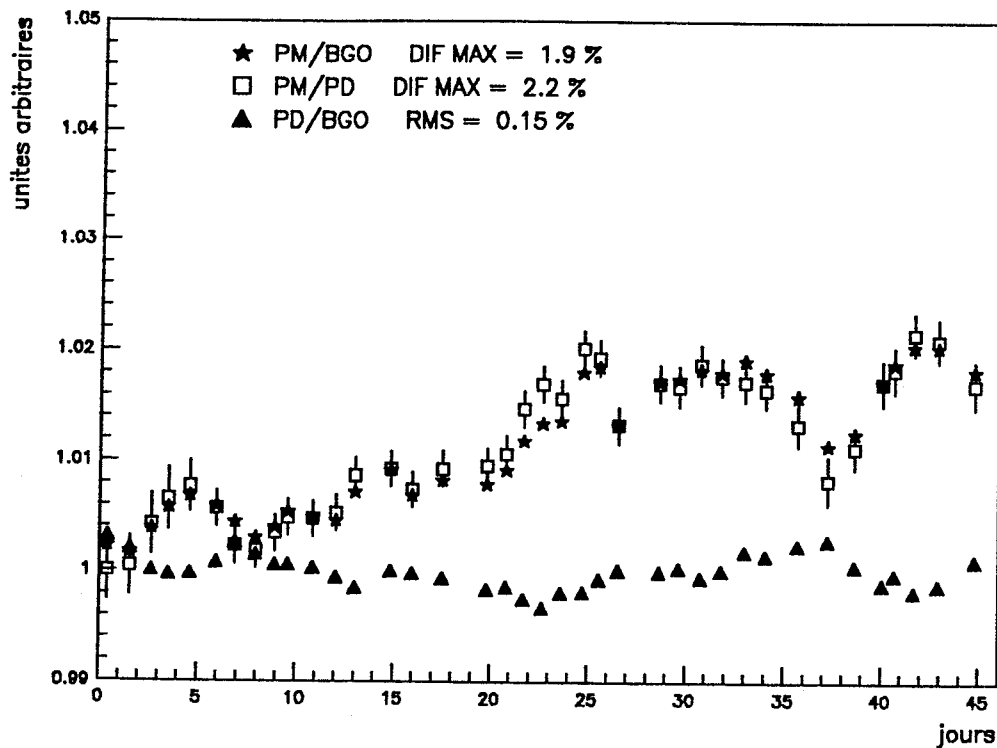


Figure 6.32: Dérives du système de basse intensité (P2) corrigées par la dérive de haute intensité

les signaux de basse intensité dans lesquels intervient le BGO, par la courbe moyenne $(pm/bgo + pd/bgo)/2$ de haute intensité (qui sont représentées à la figure 6.29). On obtient alors les courbes de la figure 6.32. La courbe du rapport pd/bgo a perdu toute trace de dérive, ce qui prouve l'équivalence des systèmes de basse et haute intensité pour les photodiodes. La courbe du rapport pm/bgo possède maintenant exactement la même allure que celle de pm/pd . Cela montre que la dérive supplémentaire de 1.6 % affecte les signaux de basse intensité des photomultiplicateurs uniquement. La formation du rapport des courbes pm/bgo de haute et basse intensité par photomultiplicateur donne des courbes très similaires pour les huit photomultiplicateurs. La même analyse pour les données de P3 montre les mêmes tendances, mais moins nettes en raison de l'instabilité générale de tous les signaux xénon qui est plus grande qu'en P2. En P1, où il n'y a pas d'effet dans le BGO, l'effet des basses énergies dans les photomultiplicateurs est très net. La figure 6.33 montre le rapport des courbes pm/bgo de haute et de basse intensité par photomultiplicateur pour les quatre photomultiplicateurs dont les sources ont survécu pendant toute la période. La forme des quatre courbes est très similaire, ce qui indique que l'effet est global. La tendance oscillatoire des courbes exclut toute cause du type vieillissement de composants (filtres absorbants par exemple), mais indique plutôt la direction de l'électronique. Un programme de mesures a été lancé pour tenter de comprendre les causes de cet effet.

6.7 Conclusions des données de la calibration

Cette analyse des données de la calibration des deux demi-barils a montré que :

1. la stabilité relative des 240 fibres par mélangeur est assurée au niveau de 0.2 % sur 45 jours. Cela permettra de monitorer l'intercalibration des cristaux à ce niveau de précision, et de calibrer chaque cristal d'une manière absolue avec les événements Bhabha (voir section 7.1)
2. les deux types de détecteurs de référence sont consistants et le rapport de leurs signaux atteint une stabilité de 0.5 % sur 45 jours.
3. les dérives systématiques entre le BGO et les détecteurs de référence limitent à une semaine le temps pendant lequel la calibration absolue peut être conservée à 0.5 % par les *seuls* moyens du xénon
4. la correction des gains des photomultiplicateurs par les sources d'américium est adéquate jusqu'au niveau de 0.3 %.
5. un problème systématique des fibres de basse intensité dans les photomultiplicateurs rend ces dernières inutilisables (dans les photomultiplicateurs uniquement).

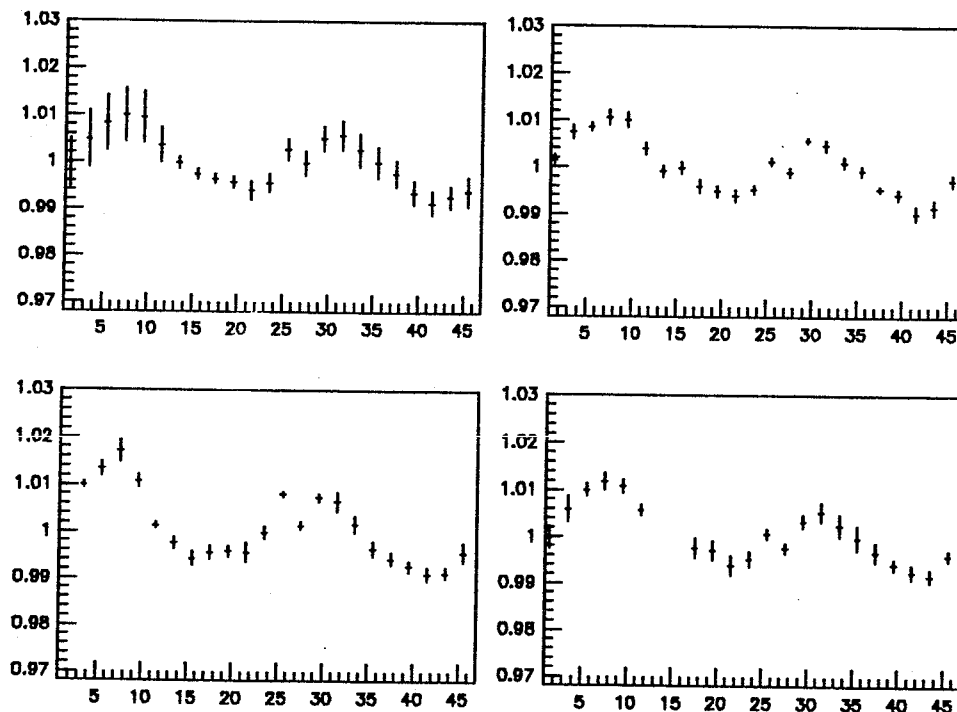


Figure 6.33: Rapport haute/basse intensité des signaux pm/bgo pour les 4 photomultiplicateurs valides de P1

Au vu des résultats, trois points de conception sont susceptibles de perfectionnement. Premièrement, le couplage des fibres sur les photomultiplicateurs devrait être modifié pour éviter les problèmes d'inhomogénéité des photocathodes. On peut imaginer d'incliner les fibres sur la capsule des photomultiplicateurs de sorte qu'elles éclairent toutes le centre de la photocathode. Cette solution idéale complique cependant considérablement l'acheminement des fibres aux abords des photomultiplicateurs dans l'espace réduit de l'armoire thermostatisée. Deuxièmement, il est grand temps de commencer à développer des sources d'américium associées à des scintillateurs en BGO en lieu et place du NaI. On éviterait de la sorte les problèmes d'humidité, et le spectre d'émission serait adapté aux besoins du système. Troisièmement, un point qui mériterait un retour dans le passé : la stabilité mécanique des porte-mélangeurs aurait dû être renforcée en vue des transports physiques des demi-barils. La situation idéale aurait été de ne pas déconnecter les faisceaux primaires du côté des mélangeurs, mais le stockage des fibres primaires sur les demi-barils aurait été une affaire délicate.

Chapitre 7

Utilisation du xénon au LEP

La calibration et le monitoring du calorimètre pendant tout le déroulement de l'expérience au LEP vont être grandement améliorés grâce à l'utilisation du système xénon. Ce dernier est par définition un système de monitoring, c'est-à-dire qu'il permet de suivre et de corriger les variations relatives de gain de chacun des 7680 canaux du calorimètre. Il contribue cependant également à la calibration absolue en conjonction avec des événements physiques, comme il sera démontré à la section 7.1. La section 7.2 traite des variations possibles du signal mesuré, en présence de dommages dus à l'irradiation des cristaux. Une simulation de la collection des photons dans les cristaux et un modèle de noircissement permettent la comparaison des effets attendus sur les signaux des gerbes électromagnétiques et ceux du xénon.

En plus de sa contribution à la calibration précise du calorimètre, le système est une source toujours disponible et contrôlable d'impulsions pour tous les cristaux, ce qui est un précieux outil pour l'installation et la mise au point de l'électronique de lecture et de déclenchement du détecteur. De grandes possibilités de diagnostic sur les canaux à problèmes sont offertes par le système. Le système ayant deux fibres par cristal, couvrant les domaines d'énergie des deux canaux de digitalisation, il peut facilement différencier les causes d'éventuels défauts d'un canal. Si les signaux des deux fibres sont mauvais, le problème se situe au niveau des photodiodes ou du préamplificateur. Si, au contraire, un seul des deux signaux est mauvais, on peut incriminer un des deux canaux de lecture (de basse ou de haute énergie). Le système permet également de suivre attentivement les piédestaux des deux canaux de tous les cristaux.

7.1 La calibration au LEP à l'aide du xénon

La calibration absolue de tous les cristaux du calorimètre est théoriquement possible avec les événements physiques uniquement, car il suffirait d'accumuler suffisamment de particules d'énergie connue dans chaque cristal pour, en éliminant l'erreur purement statistique, atteindre la précision désirée.

Les événements utiles à cette fin sont :

- $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$ (Bhabha)
- $e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$ (Bhabha radiatif)

Les événements Bhabha sont les plus simples puisque leur énergie est connue avec la précision de la connaissance de l'énergie du faisceau. Leur taux à l'énergie du Z^0 est cependant comparable à celui des Bhabha radiatifs, ce qui a pour conséquence qu'un grand nombre d'événements pris pour des Bhabha seront constitués en réalité de Bhabha radiatifs dans lesquels le γ est parti dans le tube à vide, donc n'est pas détecté. Par contre, le taux de Bhabha doublement radiatifs étant faible, le lot d'événements à deux électrons et un photon est peu contaminé par les Bhabha à deux photons dont un s'échappe dans le tube du faisceau. La reconstruction de l'énergie des trois particules se fait cinématiquement par la mesure des trois directions dans le calorimètre. Les Bhabha radiatifs sont par conséquent les événements les plus intéressants pour la calibration du calorimètre, d'autant plus qu'avec la détection du γ , on dispose d'un point de calibration à basse énergie, en supplément du point à l'énergie du faisceau.

La résolution en énergie du détecteur étant de l'ordre de 0.5 % à 45 GeV, une cinquantaine d'événements par cristal devraient suffire pour rendre petite l'erreur statistique face aux erreurs systématiques. Néanmoins, pour atteindre une telle statistique dans chaque cristal, il faudra attendre de l'ordre d'une année (moins pour les cristaux des futurs bouchons). Les taux exacts varient selon les auteurs des calculs [39,40], selon la coupure sur l'énergie minimale du γ détecté dans le calorimètre, et dépendent de la présence ou absence des bouchons. Cela signifie que pour calibrer tous les cristaux d'une manière absolue avec les événements physiques, les gains des 7680 canaux de détection du calorimètre doivent rester stables sur une durée d'une année, ce qui n'est pas assuré. La nécessité d'un système de monitoring stable et précis est démontrée non seulement pour assurer l'intercalibration des cristaux, mais aussi pour obtenir la calibration absolue des cristaux avec des événements physiques.

La stabilité du monitoring de l'intercalibration par mélangeurs (blocs de 240 cristaux) est une condition nécessaire et suffisante pour obtenir la calibration absolue de tous les cristaux du baril au meilleur niveau. Cette stabilité étant de 0.2 % sur 45 jours, la résolution en énergie du calorimètre sera limitée par la précision des méthodes de calibration uniquement, l'utilisation du xénon n'ajoutant aucun élargissement sensible. La stratégie de calibration proposée se base sur les trois points suivants :

1. la connaissance des facteurs de calibration relative C_i^R par blocs de 240 cristaux liés à chaque mélangeur (intercalibration)

$$C_i^R = \frac{C_i}{\frac{1}{240} \sum_{j=1}^{240} C_j} \quad (7.1)$$

où C_i est la constante de calibration du cristal i en GeV/ μ Volt.

2. le monitoring de cette intercalibration par le système xénon, avec un facteur de correction $x_i(t)$ défini par l'équation 6.3 à la section 6.4
3. la détermination fréquente (chaque semaine au moins) de la calibration absolue moyenne des 240 cristaux par mélangeur. La calibration moyenne C_m^M du mélangeur m s'obtient en accumulant toutes les particules du type Bhabha dont la gerbe se développe dans les cristaux du mélangeur. Chacune de ces particules livre une équation du type

$$E = C_m^M \sum_{i=1}^{9(25)} \frac{s_i(t)}{x_i(t) C_i^R} \quad (7.2)$$

où :

E est l'énergie de la particule détectée (GeV)

C_m^M est la constante de calibration absolue (à déterminer)

du mélangeur m . $C_m^M \equiv \frac{1}{240} \sum_{i=1}^{240} C_i$ (GeV/ μ Volt)

$s_i(t)$ est le signal mesuré dans le cristal i à l'événement correspondant au temps t (μ Volt)

$x_i(t)$ est le facteur de correction du xénon au temps t (eq. 6.3 p. 6.4)

C_i^R est la constante de calibration relative du cristal i (eq. 7.1)

les signaux des 9 ou 25 cristaux voisins sont sommés

La calibration absolue d'un mélangeur s'obtient 240 fois plus rapidement que celle d'un cristal

En combinant ces informations, la calibration absolue de tous les cristaux s'obtient aussi rapidement que celle des mélangeurs, c'est-à-dire au moins chaque semaine. Les éventuels effets globaux, auxquels les facteurs de correction x_i sont insensibles, sont suivis et corrigés par les photomultiplicateurs et photodiodes de référence. En effet, ces derniers sont stables sur l'échelle de temps d'une semaine.

Au début de la période d'exploitation du LEP, la connaissance de l'intercalibration des cristaux se base sur la calibration en faisceau du calorimètre en 1988 et 1989. L'intercalibration obtenue alors peut être transportée au LEP par l'intermédiaire du système xénon :

$$C_i^R(LEP) = C_i^R(calibr.) \frac{X_i^R(LEP)}{X_i^R(calibr.)} \quad (7.3)$$

où X_i^R est le facteur d'intercalibration par le xénon :

$$X_i^R = \frac{X_i}{\frac{1}{240} \sum_{j=1}^{240} X_j} \quad (7.4)$$

et X_i est le signal xénon du cristal i en μ Volt. L'analyse (section 6.4.4) a toutefois montré que ce transport de l'intercalibration ne sera probablement pas fait mieux qu'à 1-2 % de précision. Pour atteindre la meilleure précision, il faudra attendre une année de prise de

données, et recalculer l'intercalibration à partir de la calibration absolue de chaque cristal obtenue par l'accumulation d'événements de calibration. Ces événements livreront pour chaque particule détectée une équation du type :

$$E = \sum_{i=1}^{9(25)} C_i \frac{s_i(t)}{x_i(t)} \quad (7.5)$$

où :

E est l'énergie de la particule détectée (GeV)

C_i est la constante de calibration (à déterminer) du cristal i (GeV/ μ Volt)

La condition de stabilité du système de monitoring sur une année n'a pas pu être testée, mais les deux tests de 45 jours et les conclusions de l'analyse (voir en particulier la figure 6.10) montrent qu'il n'y a pas de raison de penser que la stabilité se détériore sensiblement dans cette échelle de temps.

A partir de la seconde année de prises de données, le système garantit la recalibration absolue de tous les cristaux chaque semaine. Cela est d'autant plus sûr qu'alors le système ne devra être absolument stable que sur une échelle de temps de l'ordre d'une semaine.

7.2 Simulation des effets de dommages dûs à l'irradiation

L'une des causes potentielles de changement au cours du temps de la réponse du calorimètre à la déposition d'une énergie déterminée sont les dommages dûs à l'irradiation des cristaux. L'effet d'une irradiation du BGO est une détérioration de la transmission de lumière, la scintillation n'étant pas affectée [17]. La cause principale d'irradiation en conditions normales de circulation des faisceaux est le rayonnement synchrotronique dû aux quadripôles de focalisation situés près du détecteur, celui provenant des aimants de courbure étant largement stoppé par des collimateurs. Cependant, cette source devrait être faible, les calculs réalistes [3] montrant que tous les cristaux du baril et des futurs bouchons devraient recevoir une dose inférieure à 1 Rad par jour, dose n'induisant aucun effet visible. Par contre, une dose de quelques Rads par jour est possible, surtout pour les cristaux des bouchons, due aux injections des faisceaux dans le LEP, en cas d'orbite perturbée, ou si le vide n'est pas suffisant. Un cas encore plus grave serait la perte complète du faisceau sur un collimateur proche du calorimètre. Dans tous ces cas, des effets de l'ordre de 1 % ou plus peuvent affecter la réponse des cristaux exposés. La disposition des cristaux a pour effet un écrantage latéral mutuel. Seules les extrémités des cristaux pointant vers l'intérieur subiront une perte de transparence. Le maximum de la distribution en énergie des γ atteignant les cristaux se situant à quelques centaines de KeV, le rayonnement devrait être complètement absorbé dans les deux premiers centimètres des cristaux. Les données conjuguées de tous les systèmes de monitoring du calorimètre doivent pouvoir détecter ces changements, et si possible permettre d'appliquer une correction. La réponse

des cristaux exposés va subir des changements qui sont fonction de l'énergie des particules détectées, car l'effet de noircissement est localisé vers l'avant, et le développement de la gerbe électromagnétique est d'autant plus profond que l'énergie est grande. Les particules de basse énergie seront donc plus affectées que celles de haute énergie.

Pour quantifier les effets d'exposition des cristaux aux radiations, pour les comparer à différentes énergies des particules incidentes, et pour vérifier si le système de monitoring au xénon peut suivre et permettre de corriger ces effets, un programme de simulation a été réalisé. Ce programme génère des photons lumineux à l'intérieur du volume d'un cristal de manière à reproduire les conditions des rayons cosmiques, des gerbes électromagnétiques, ou selon l'injection par une fibre optique du système xénon. Les photons sont ensuite suivis dans leurs réflexions et diffusions sur les parois du cristal jusqu'à ce qu'ils soient collectés sur une photodiode ou absorbés. La proportion de photons détectés est calculée pour les gerbes de diverses énergies et pour les impulsions de xénon. Un modèle de dommages dûs à l'irradiation du cristal par des γ de différentes énergies est incorporé, permettant la comparaison des effets d'une irradiation sur les signaux des μ cosmiques, des gerbes et du xénon.

7.2.1 Génération des photons

Trois types de génération de photons sont utilisés :

1. La génération uniforme dans tout le volume du cristal, qui sert à tracer la courbe d'efficacité de collection en fonction de la coordonnée z (axe longitudinal du cristal) du lieu d'émission. Correspond à la mesure réelle par rayons cosmiques.
2. La génération de photons selon la déposition d'énergie des gerbes électromagnétiques. La paramétrisation de la distribution de création de photons selon la coordonnée z , qui est fonction de l'énergie de la particule incidente, est celle de [14]. Malgré l'absence de données sur ce sujet, il est tenu compte du développement de l'étendue latérale de la gerbe qui s'ouvre en cône depuis le point d'impact central de la particule, et prend quelques centimètres en z pour remplir toute la section du cristal d'une manière homogène. La distribution angulaire de la direction initiale des photons créés est isotrope. La figure 7.1 montre le développement longitudinal utilisé pour des énergies incidentes de 0.1, 2, 10, et 50 GeV.
3. La génération des photons du système xénon. Les photons sont amenés par une fibre optique à l'un des deux points situés sur la face arrière (figure 7.2). La distribution angulaire utilisée a été mesurée à l'Université, et correspond à une ouverture d'environ 30 degrés. Cette ouverture est modifiée par l'action de la réfraction à l'entrée dans le BGO du cristal. La figure 7.3 permet d'estimer la distribution angulaire dans le cristal en montrant le parcours des 100 premiers photons générés depuis leur entrée dans le cristal jusqu'à ce qu'ils atteignent pour la première fois une face.

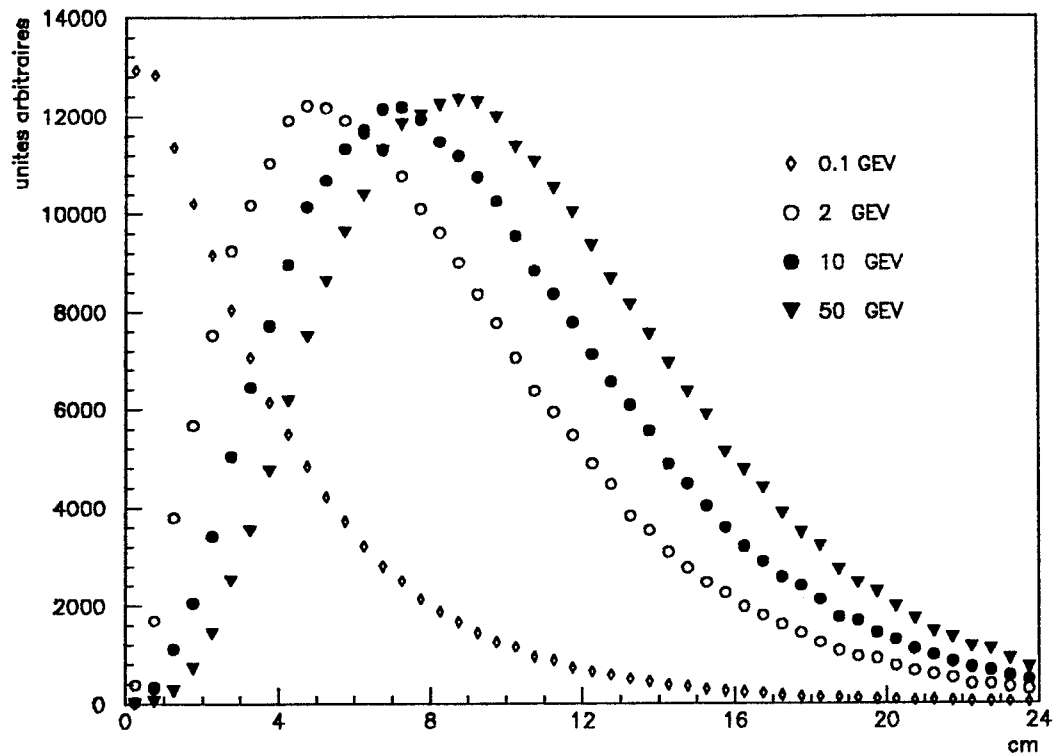


Figure 7.1: Développement longitudinal des gerbes de différentes énergies

7.2.2 Description de la collection de lumière

La première étape est la définition des phénomènes de réflexion sur les parois du cristal, et l'ajustement de tous les paramètres entrant dans cette simulation. La longueur d'onde des photons simulés correspond au pic d'émission du BGO et des impulsions de xénon, soit 480 nanomètres. Cette simplification se justifie par la symétrie et l'étroitesse des spectres des lumières présentes dans les cristaux. Le but de cette étape est la reproduction de la courbe expérimentale de collection de lumière en fonction du lieu d'émission des

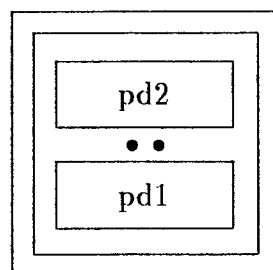


Figure 7.2: Les différentes zones de la face arrière du cristal

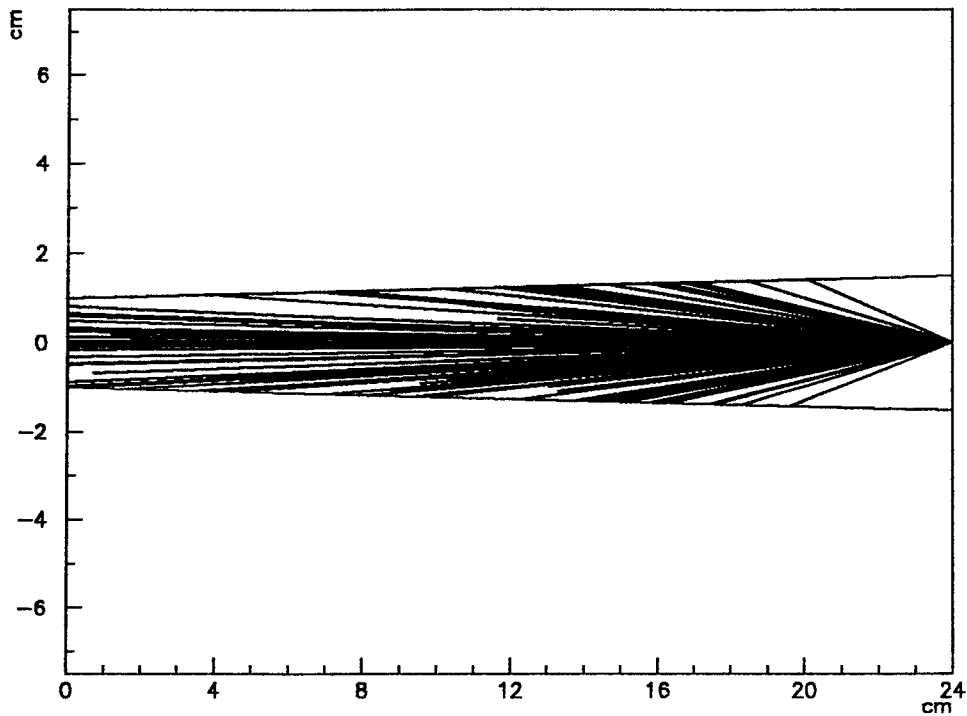


Figure 7.3: Distribution angulaire projetée à 2 dimensions des photons du xénon

photons dans le cristal de la figure 7.4 [15], mesurée avec les rayons cosmiques. Le cristal simulé a une longueur de 24 centimètres, une face avant de 2×2 centimètres carrés, et une face arrière de 3×3 centimètres carrés. Les quatres faces latérales et la petite face sont polies et recouvertes d'une peinture de coefficient de réflectivité R_p . La face arrière est munie d'une capsule centrée de 2.5×2.5 centimètres carrés. A l'extérieur de cette capsule, la même peinture réfléchissante que sur les autres faces est présente. Deux photodiodes de dimensions 2×0.75 centimètres carrés sont disposées comme dessinées à la figure 7.2. En dehors de la surface sensible des photodiodes, le matériau de la capsule possède un coefficient de réflectivité R_c . Entre les surfaces sensibles des photodiodes et le cristal se trouve une épaisseur de 0.1 millimètre d'une colle d'indice de réfraction $N_g = 1.55$. En dehors des photodiodes, de l'air remplit l'espace entre la capsule et le cristal. Les deux points d'où sont générés les photons du xénon, correspondant au couplage des deux fibres optiques, sont séparés par une distance de 3 millimètres. Vu la symétrie du problème, un seul point est utilisé pour les calculs.

Les hypothèses concernant le comportement des photons à la réflexion sur les faces sont les suivantes :

- La présence de la peinture ne détruit pas la réflexion totale, elle change seulement l'angle limite.
- Les photons d'angle d'incidence inférieur à l'angle limite de réflexion totale sont soit réfléchis, soit transmis dans une proportion suivant la formule de Fresnel.

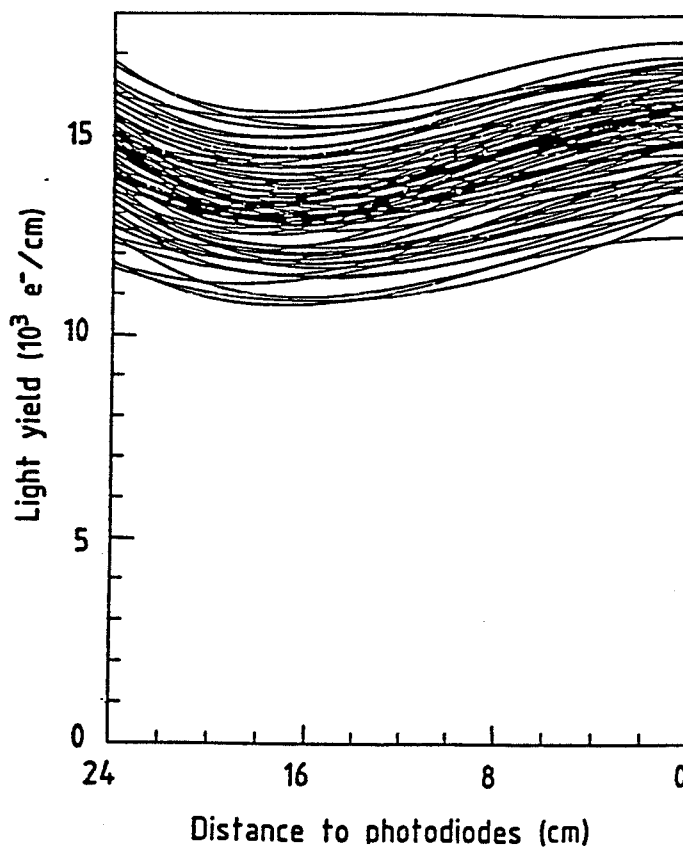


Figure 7.4: Courbes d'efficacité de collection en fonction de z pour plusieurs cristaux, mesurées avec des μ cosmiques ([15])

- Les photons transmis subissent une diffusion vers l'intérieur du cristal avec une distribution angulaire isotrope (loi de Lambert).

Ces hypothèses ont été vérifiées expérimentalement à l'aide d'un faisceau laser sur un cristal dont une partie seulement d'une face avait été peinte avec la peinture NE560. La très mauvaise qualité de ce cristal était un atout pour cette mesure, le grand nombre de bulles permettant de visualiser la trajectoire des rayons lumineux. La difficulté réside dans l'impossibilité d'introduire des rayons de lumière dans certaines plages d'angle d'incidence, mais les conclusions sont néanmoins claires : on peut observer selon les angles d'incidence soit une réflexion totale (absence de diffusion malgré la présence de peinture), soit une diffusion avec présence d'un faible rayon réfléchi. L'angle limite de réflexion totale ne peut être déterminé avec précision, la mesure excluant seulement les valeurs inférieures à 28 degrés et supérieures à 65 degrés. Il faut tout de même assigner à la peinture un indice de réfraction équivalent caractérisant la valeur de l'angle limite, et utilisé pour le calcul de la réflexion partielle dans la formule de Fresnel. Les valeurs d'angle limite possibles donnent un indice de réfraction compris entre 1.0 et 1.95. Une valeur élevée est probable, car la peinture est faite à base de dioxyde de titane, lequel en formation cristalline a un indice d'environ 2.6. Le BGO, pour sa part, possède un indice égal à 2.15.

Le traitement de la face arrière du cristal est plus compliqué. Sur les parties extérieures enduites de peinture les propriétés sont identiques à celles des autres faces. Sur la capsule, mais en dehors de la surface sensible des photodiodes, la formule de Fresnel est utilisée entre les milieux d'indice 2.15 et 1.0 (BGO et air). Les photons transmis sont

réfléchis vers l'intérieur par le plastique gris de la capsule dont le coefficient de réflectivité est estimé à 0.6. La loi de Lambert est appliquée à cette réflexion. Les photons réfléchis dans ce cas subissent à nouveau une réfraction (réflexion ou transmission) de Fresnel à l'interface air/BGO. Les photons arrivant sur les photodiodes ont le même genre de traitement, avec une interface BGO/colle/Si (la fenêtre en SiO_2 de la photodiode a le même indice de 1.55 que la colle). Le silicium de la couche sensible de la photodiode est un milieu absorbant, mais son indice de réfraction élevé (3.45 [41]) donne une importante probabilité de réflexion des photons incidents. Cet ensemble de trois milieux donne lieu à de multiples réflexions aux deux interfaces. Une fois qu'un photon a traversé la fenêtre, il faut tenir compte de l'efficacité de création d'une paire électron-trou. L'efficacité de la photodiode donnée par le fabricant est de 0.7 à 480 nanomètres. Mais cette valeur est une combinaison de l'efficacité optique (réflectivité de la fenêtre et de la surface), mesurée dans l'air, de l'absorption dans la couche morte, et de la probabilité de création d'une paire. Le calcul fait dans le modèle tient déjà compte de l'efficacité optique au travers du traitement des réflexions/réfractions. Il faut donc encore donner une probabilité de conversion du photon en paire. L'efficacité quantique globale de la photodiode peut s'écrire [21] :

$$QE(\lambda) = (1 - r)e^{-d_m a(\lambda)}(1 - e^{-d_a a(\lambda)}) \quad (7.6)$$

où :

λ est la longueur d'onde

d_m et d_a sont les épaisseurs des couches morte et active respectivement

r est le coefficient de réflectivité de la surface de la photodiode

a est le coefficient d'absorption

En appliquant cette formule avec les données de la photodiode S2262-01, on trouve une probabilité de conversion d'environ 0.85.

Deux paramètres qui restent encore à estimer ont une influence sur l'efficacité de collection totale, mais très peu sur la forme de la courbe d'efficacité en fonction du lieu de scintillation : la longueur d'absorption l_0 du BGO en l'absence de dommages dûs à l'irradiation, et le coefficient de réflectivité R_p de la peinture. Pour définir la longueur d'absorption, les données [18] d'un spectrophotomètre [19] ont été utilisées. Les transmissions de tous les cristaux du calorimètre ont été mesurées entre 300 et 700 nanomètres, par pas de 10 nanomètres. La courbe de transmission moyenne des 3840 cristaux par demi-baril a été convoluée avec le spectre d'émission de scintillation du BGO, et celui calculé (section 4.6) du système xénon. La transmission pour les deux types de lumière est identique à 0.2 %. La transmission moyenne des cristaux du second demi-baril est supérieure de 2 % à celle des cristaux du premier. La conversion de la transmission en longueur d'absorption est assez imprécise, une petite erreur sur la transmission se répercutant de manière très importante sur la longueur d'absorption. La valeur de 400 centimètres a été retenue. La valeur du coefficient de réflectivité de la peinture a été ajustée de manière à ce que l'efficacité de collection globale soit d'environ 20 %, chiffre estimé de plusieurs manières. La première fait appel à la production d'électrons dans la photodiode ('light

yield') mesurée avec les rayons cosmiques. La mesure des 7680 cristaux au banc de rayons cosmiques [15] a fourni la valeur moyenne de 14400 électrons créés par centimètre parcouru par un μ cosmique. L'équation suivante relie ce chiffre à l'efficacité de collection :

$$LY = \frac{dE}{dx} \frac{N_\gamma}{E} \epsilon \quad (7.7)$$

où :

LY 'light yield' vaut 14400 photoélectrons/centimètres

$\frac{dE}{dx}$ est la perte d'énergie au minimum d'ionisation (~ 10 MeV/cm [16])

$\frac{N_\gamma}{E}$ est le nombre de γ produits par unité d'énergie déposée (~ 8000 /MeV [38])

ϵ est l'efficacité de collection des cristaux (N électrons créés par M photons dans le cristal)

Elle livre une efficacité de collection $\epsilon \sim 0.18$ %. L'autre estimation de l'efficacité de collection est faite sur la base des résultats du système xénon. Le nombre de photons injectés dans les photomultiplicateurs et photodiodes est calculé d'après la hauteur des signaux ADC et leur calibration, en tenant compte de l'efficacité des détecteurs. La valeur trouvée d'après les photodiodes est comparée avec celle des photomultiplicateurs corrigée pour l'absorption dans les 35 mètres de fibres, et est considérée comme représentative du nombre moyen de photons injectés par les fibres dans les cristaux. Le nombre moyen de photons finalement convertis en électrons par les photodiodes des cristaux pour les signaux xénon est donné par l'énergie équivalente des signaux multipliée par $1440 \text{ e}^-/\text{MeV}$. Ce dernier nombre est simplement $14400 \text{ e}^-/\text{cm}$ divisé par 10 MeV/cm . Le résultat de ces calculs donne une efficacité de 15 % d'après les photomultiplicateurs et 23 % d'après les photodiodes. Le premier chiffre souffre de l'imprécision de la correction pour l'absorption due à la longueur des fibres de référence.

L'efficacité variant passablement d'un cristal à l'autre (comme on peut le voir à la figure 7.4), une valeur de l'ordre de 20 % est choisie pour le cristal de la simulation, ce qui correspond à une moyenne des différentes estimations. Cette valeur d'efficacité est atteinte en variant le coefficient de réflectivité de la peinture. Cette procédure fixe ce dernier paramètre à 0.977 . Ce chiffre peut sembler bas pour ce type de peinture, mais est tout de même raisonnable vu la faiblesse de l'épaisseur de la couche de peinture (environ 50 microns). L'efficacité globale de collection est très sensible à la réflectivité de la peinture en raison du grand nombre de réflexions sur la peinture que subissent les photons avant d'être collectés (voir page 7.2.2). Le dernier paramètre non fixé est l'indice de réfraction de la peinture. Sa valeur influence fortement la forme de la courbe d'efficacité de collection en fonction de z , et va donc être ajustée de manière à reproduire le mieux possible la courbe mesurée. Le résultat est montré à la figure 7.5. La reproduction des courbes mesurées de la figure 7.4 est bonne dans les grandes lignes, compte tenu du fait que les différences entre les formes des courbes mesurées d'un cristal à l'autre sont très sensibles. La forme précise de la courbe de chaque cristal dépend de l'homogénéité du polissage et de l'épaisseur de

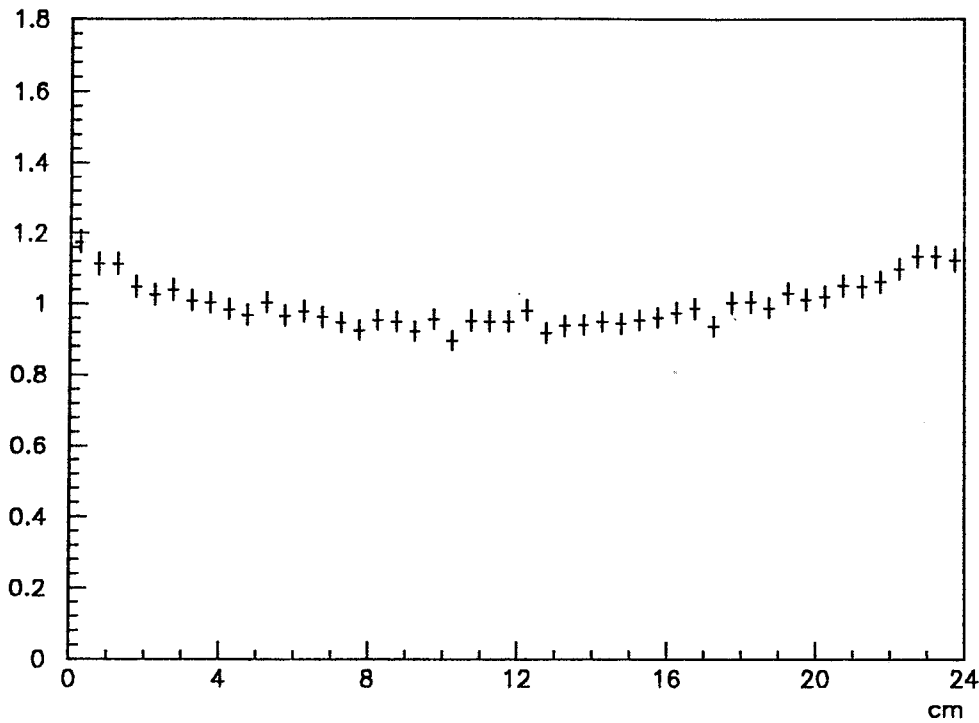


Figure 7.5: Courbe calculée d'efficacité de collection en fonction du lieu de scintillation dans le cristal

la peinture sur toutes les faces. Le facteur de non-uniformité défini par la relation :

$$R = \frac{s(3) - s(21)}{s(21)} \quad (7.8)$$

$s(z)$ étant l'efficacité au point z selon l'axe du cristal, vaut -0.01 pour la courbe simulée, alors que les valeurs mesurées pour tous les cristaux varient entre +0.05 et -0.15 avec une moyenne à -0.049. Les efficacités de collection globales figurent à la table 7.1. Elles se situent vers 21 % pour les gerbes, avec quelques différences d'une énergie à l'autre. A 2, 10 et 50 GeV les valeurs sont très proches, mais à 0.1 GeV la position du maximum de déposition d'énergie de la gerbe est tellement différente de celle des autres énergies, que la collection est plus élevée d'environ 5 %. L'efficacité pour le xénon est supérieure de 17 % à celle pour les électrons de 10 GeV. Cela est dû à la fraction de photons générés par les fibres qui font une réflexion simple sur la face avant et pénètrent ensuite directement dans la photodiode.

type de γ	cosmique	xénon	0.1 GeV	2 GeV	10 GeV	50 GeV
ε (%)	21.37	24.21	22.11	20.96	20.70	20.70

Table 7.1: Efficacité de collection des photons et de conversion en électrons en fonction du type de génération

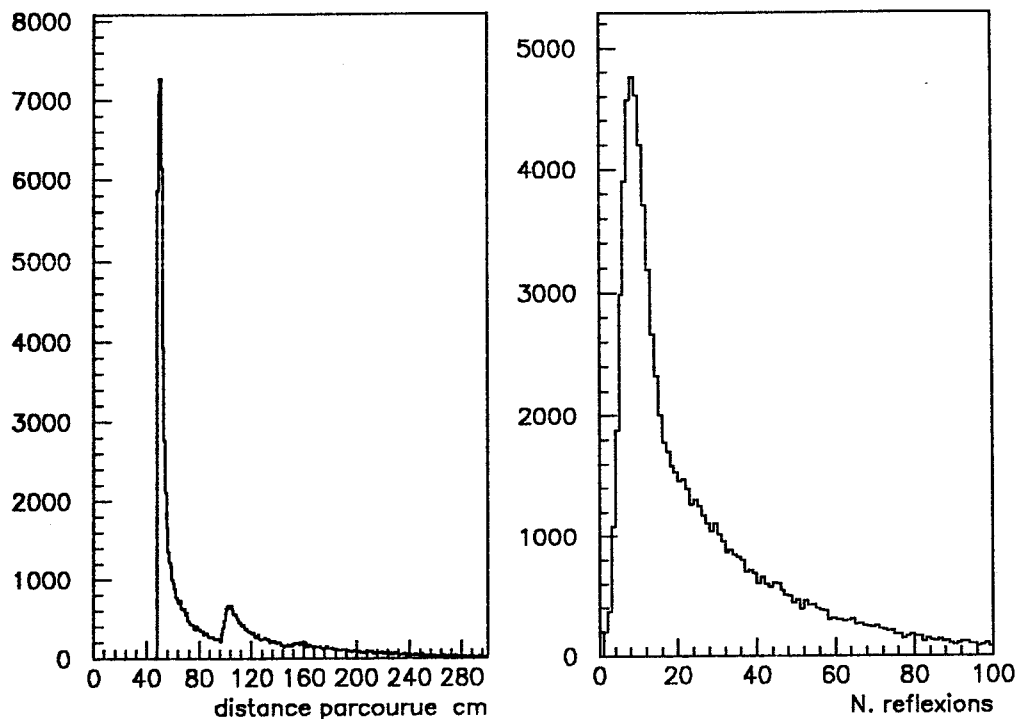


Figure 7.6: Distribution des distances parcourues et des nombres de réflexions des photons du xénon dans le cristal

Que sont devenus les $\sim 80\%$ de photons perdus dans l'aventure ? Environ 57% finissent dans les parois du cristal, 18% sont absorbés par le BGO sur leur chemin entre deux réflexions, et 5% sont perdus dans la photodiode sans avoir créé d'électrons. La distance moyenne parcourue dans le cristal par les photons collectés est de l'ordre de 76 centimètres pour les gerbes de toutes énergies, et de 89 centimètres pour le xénon. Les figures 7.6 et 7.7 montrent les distributions des distances parcourues pour les photons collectés du xénon et des gerbes de 10 GeV (à gauche), ainsi que les distributions des nombre de réflexions par photon (à droite). Sur la distribution des distances pour les gerbes, le pic de gauche correspond aux photons produits au maximum de la gerbe et émis en direction de la face arrière du cristal et atteignant une photodiode en un petit nombre de réflexions sur les faces latérales, et le pic de droite aux photons du maximum de la gerbe frappant la face opposée avant de se diriger vers une photodiode en quelques réflexions. La distribution pour les photons des fibres est nulle pratiquement jusqu'à 48 centimètres. Cela montre que les photons sont réfléchis par la face avant et parcourent donc deux fois la longueur du cristal avant de pouvoir être collectés. On peut discerner clairement le deuxième pic des photons parcourant quatre fois la longueur du cristal, et on devine un troisième pic dû aux photons faisant trois allers-retours. Les distributions du nombre de réflexions (spéculaires + diffuses) que subissent les photons collectés sont également différentes suivant l'origine des photons. Le nombre de réflexions le plus probable est de 4 pour les gerbes, et de 8 pour le xénon, mais, les distributions étant munies de très longues

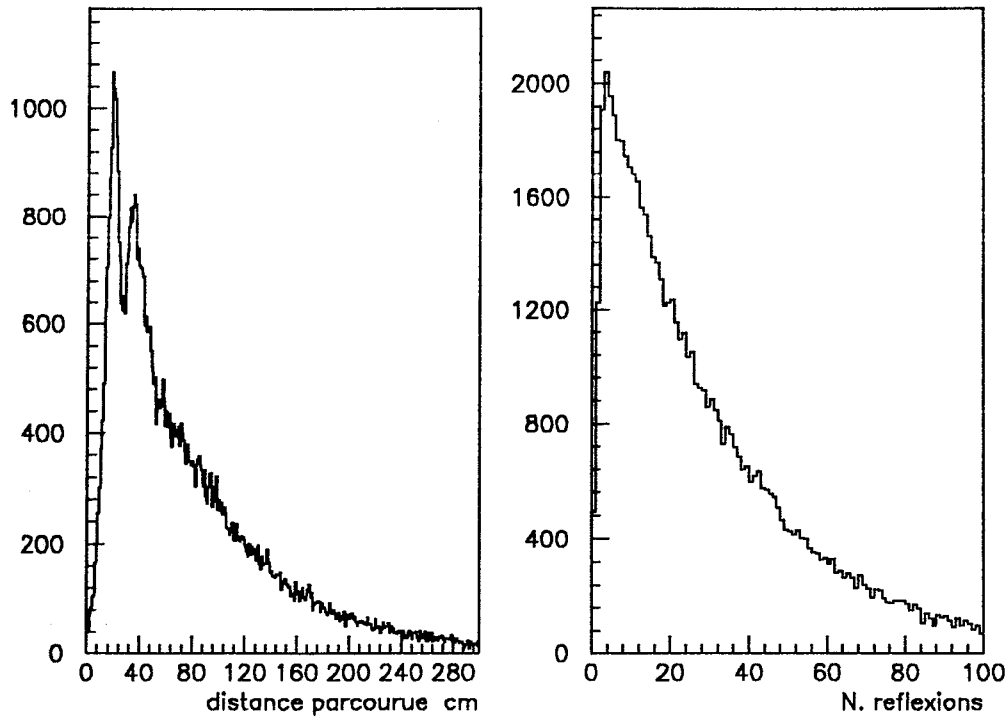


Figure 7.7: Distributions équivalentes à celles de la figure 7.6 pour les photons d'une gerbe de 10 GeV

queues, les valeurs moyennes sont beaucoup plus élevées : 28 pour les gerbes et 24 pour le xénon.

Une vérification supplémentaire de la validité de la simulation est obtenue par la reproduction de la courbe d'efficacité dans le cas où toutes les faces du cristal sont polies. Le résultat est montré à la figure 7.8. La forme de la courbe est similaire à celles mesurées avec des sources ou avec les rayons cosmiques avec des cristaux entièrement polis.

7.2.3 Modèle de dommages dûs à l'irradiation

L'effet de l'irradiation sur le BGO est une augmentation de l'absorption de la lumière. Le modèle utilisé [17] dit que la densité de centres colorés formés est proportionnelle à la dose locale absorbée dans le cristal. La paramétrisation de cet effet utilisée dans ce travail est due à R.Y Zhu [36]. A cause de l'effet d'écrantage latéral mutuel des cristaux, l'effet de l'irradiation est de la forme exponentielle :

$$Ae^{-\frac{z}{\mu}} \quad (7.9)$$

où z est la coordonnée selon l'axe du cristal, A est une mesure de la dose absorbée, et μ une mesure de la profondeur moyenne du dommage. $A \times \mu$ est en relation avec la dose

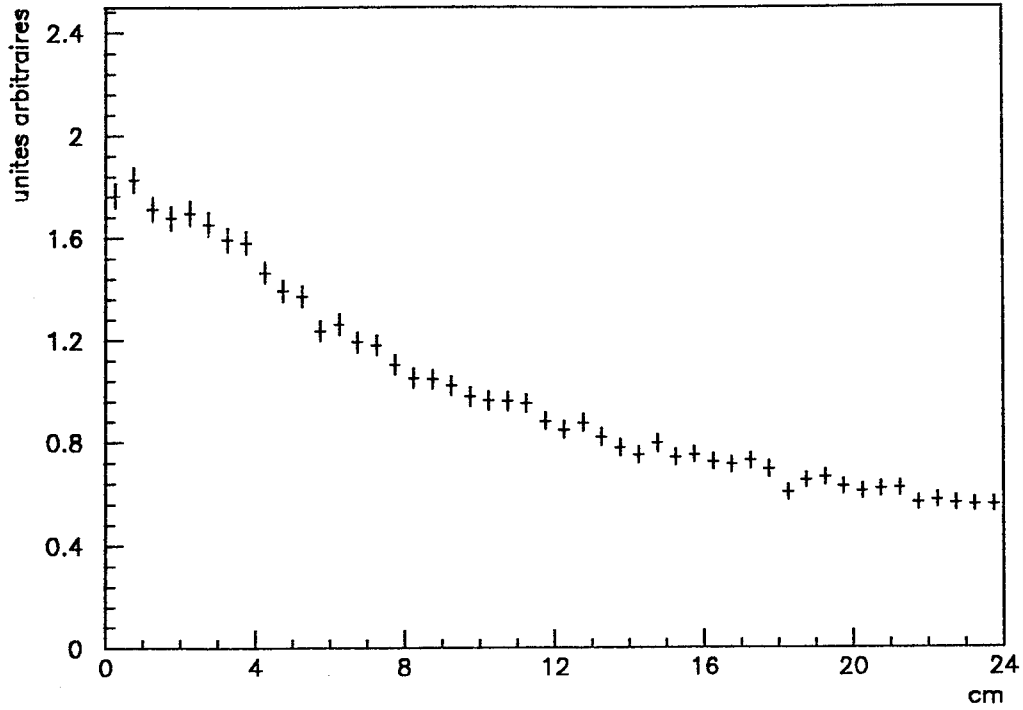


Figure 7.8: Efficacité de collection pour un cristal ayant toutes les faces polies

absorbée en Rads, et μ avec l'énergie de la radiation en MeV.

En présence d'effets d'irradiation, la longueur d'absorption pour les photons visibles dépend de la position z dans le cristal, et peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{1}{l(z)} = \frac{1}{l_0} + A e^{-\frac{z}{\mu}} \quad (7.10)$$

où l_0 est la longueur d'absorption 'naturelle' du cristal en l'absence de tout dommage. A l'aide de cette dernière équation, on peut démontrer que la probabilité qu'un photon soit absorbé lors d'un parcours rectiligne d'une longueur L entre les coordonnées z_1 et z_2 vaut :

$$e^{-\left(\frac{L}{l_0} + \frac{\mu A (e^{-z_1/\mu} - e^{-z_2/\mu})}{\cos(\theta)}\right)} \quad (7.11)$$

θ étant l'angle entre le segment parcouru et l'axe z .

A l'aide de ce modèle, les hauteurs d'impulsion (le nombre d'électrons récoltés par photons générés) pour le xénon et les gerbes de 0.1, 2, 10, et 50 GeV sont comparées avec et sans irradiation pour plusieurs doses (par cristal) et énergies d'irradiation. Les rapports des courbes d'efficacité en fonction de la position dans le cristal avec et sans irradiation apparaissent à la figure 7.9 pour toutes les doses et énergies d'irradiation simulées. Bien que l'irradiation soit localisée à l'avant du cristal, l'effet se fait sentir quelle que soit la position de départ des photons. Même à l'extrémité opposée du cristal l'efficacité est sensiblement diminuée, en raison de la propagation des photons dans tout le volume. Pour une dose donnée d'irradiation, les courbes ne semblent pas dépendre de l'énergie des γ .

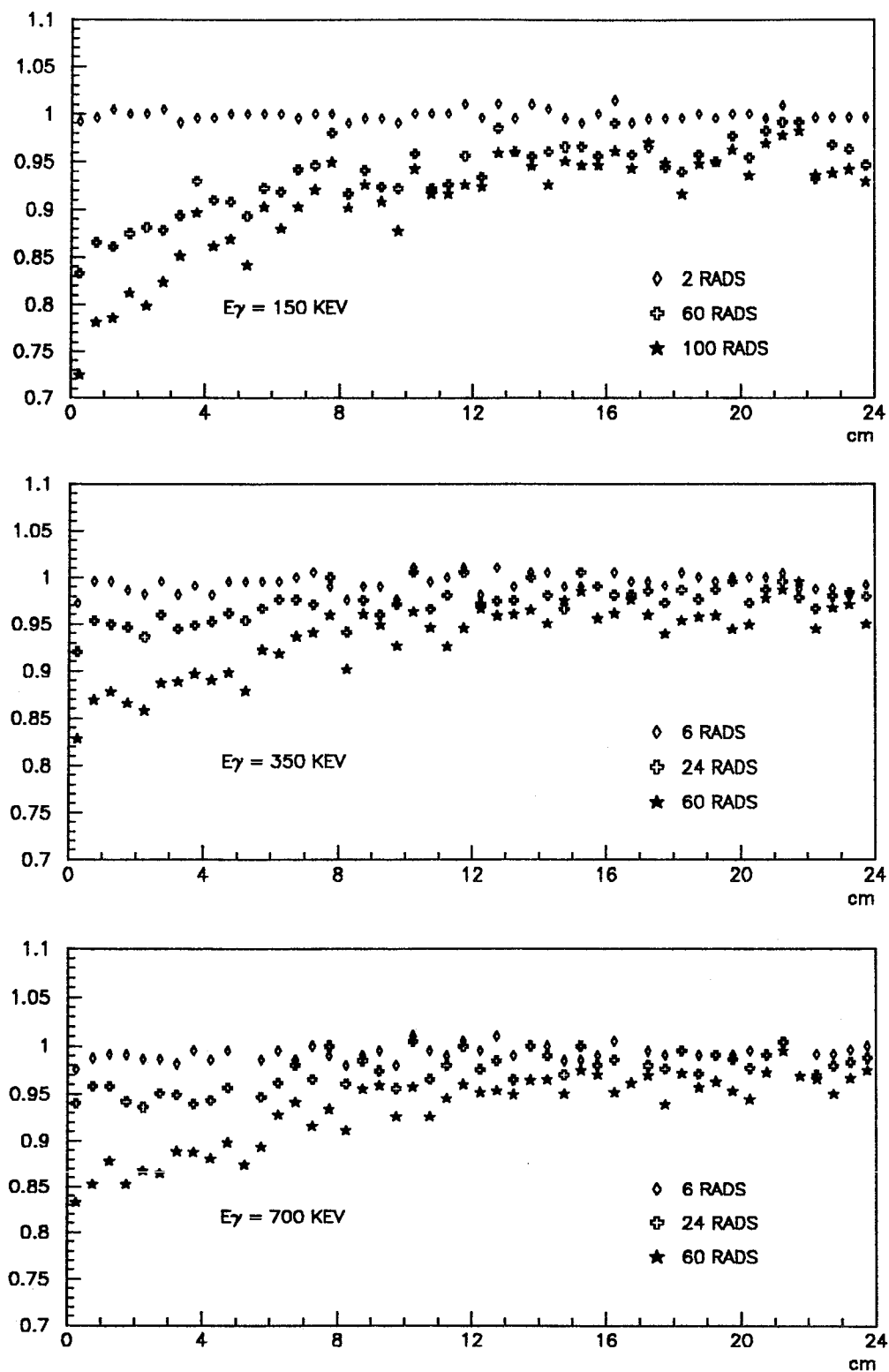


Figure 7.9: Efficacité en fonction de z pour diverses doses et énergies d'irradiation

Les variations d'amplitude des différents types d'impulsion figurent à la table 7.2. Plusieurs doses sont simulées pour des énergies de γ de 150, 350, et 700 keV. Les variations de signal par rapport au signal d'un cristal non irradié sont données en %. Les effets des différentes irradiations sont beaucoup plus grands ($\sim$ facteur 2) que les résultats obtenus par des calculs antérieurs ([36]) qui simulaient l'ancien traitement des surfaces des cristaux (deux faces polies et deux faces dépolies). La raison est que l'efficacité moyenne a été améliorée d'environ 50 % par le changement de traitement des surfaces, et par le fait que la longueur d'atténuation intrinsèque l_0 était sous-estimée dans les anciens calculs. Cela implique un parcours moyen par photon plus long, et donc une plus grande sensibilité à l'atténuation. Pour vérification, un changement des paramètres influençant l'efficacité globale (l_0 et R_p) a été effectué. Avec une efficacité globale de 13 %, les effets de l'irradiation sont réduits au niveau des anciens calculs, ce qui apporte une crédibilité supplémentaire au modèle actuel.

L'effet des irradiations sur les gerbes varie passablement selon l'énergie de l'électron incident. Si entre 2 et 50 GeV, et aux doses les plus élevées, les effets absolus ne diffèrent que de 2 %, les effets relatifs entre 0.1 et 50 GeV sont séparés par un facteur 2. Cela est bien sûr dû aux différences de positions des maxima des gerbes en corrélation avec les courbes de la figure 7.9. Les effets pour les gerbes dépendent essentiellement de la dose absorbée, et peu de l'énergie des γ . L'effet sur le xénon est beaucoup plus important que sur les gerbes, ce qui s'explique par le fait que pratiquement tous les photons introduits par la fibre traversent la zone endommagée, ce qui n'est pas le cas pour les photons de

$E_\gamma = 150 \text{ keV}$						
dose (Rads)	cosmiques	xénon	0.1 GeV	2 GeV	10 GeV	50 GeV
2	0.19	0.74	0.50	0.33	0.34	0.24
60	6.41	15.88	11.40	7.54	6.43	5.70
100	9.12	23.87	16.73	10.88	9.32	8.50
$E_\gamma = 350 \text{ keV}$						
dose (Rads)	cosmiques	xénon	0.1 GeV	2 GeV	10 GeV	50 GeV
6	0.66	1.78	1.40	0.95	0.87	0.77
24	2.81	6.81	5.07	3.63	3.09	2.80
60	6.46	15.45	11.85	8.02	6.81	5.99
$E_\gamma = 700 \text{ keV}$						
dose (Rads)	cosmiques	xénon	0.1 GeV	2 GeV	10 GeV	50 GeV
6	0.75	1.65	1.22	1.05	0.87	0.87
24	2.76	6.28	4.98	3.53	3.14	3.00
60	6.64	14.66	11.58	8.16	7.15	6.52

Table 7.2: Variations des signaux (%) pour différentes irradiations du cristal

scintillation. La figure 7.10 résume les chiffres de la table 7.2. Pour les doses existant en plusieurs énergies de γ (24 et 60 rads), les points représentés sont les moyennes sur les différentes énergies. On voit que les variations des différents signaux sont assez linéaires en fonction de la dose absorbée, la pente pour le xénon étant deux fois plus grande que pour les gerbes d'énergie supérieure à 2 GeV. Pour des doses de l'ordre de 24 rads, une correction au premier ordre par un facteur égal à la moitié de la variation subie par le xénon est exacte au niveau de 0.5 % pour les signaux de haute énergie. Pour des doses allant jusqu'à 60 rads, la même correction n'atteint plus que 1 % de précision. Une correction du deuxième ordre peut être appliquée en fonction de l'énergie de la gerbe. Une telle correction est indispensable pour les signaux de basse énergie (au-dessous du GeV).

L'utilisation du xénon brut n'étant pas possible en cas de dommages dûs à l'irradiation (pour cause de sur-correction), il est nécessaire d'ajouter de l'information pour établir une correction précise des signaux des gerbes. La mesure périodique par les rayons cosmiques de la courbe d'efficacité de tous les cristaux est une indication de la présence ou non d'effet d'irradiation, qui devrait être complétée par une mesure de la dose absorbée par les cristaux. L'installation de dosimètres à l'avant des cristaux serait tout indiquée.

Un autre calcul a été fait à l'aide du programme de simulation, pour tester si le vieillissement de la peinture réfléchissante des cristaux pouvait causer des symptômes compatibles avec la dérive du xénon et la stabilité des électrons. Une diminution homogène sur toutes les faces du cristal de la réflectivité de la peinture 0.3 % entraîne une baisse du signal xénon de 2.3 %, et une baisse du signal des gerbes de 10 GeV de 6.6 %. Ce résultat,

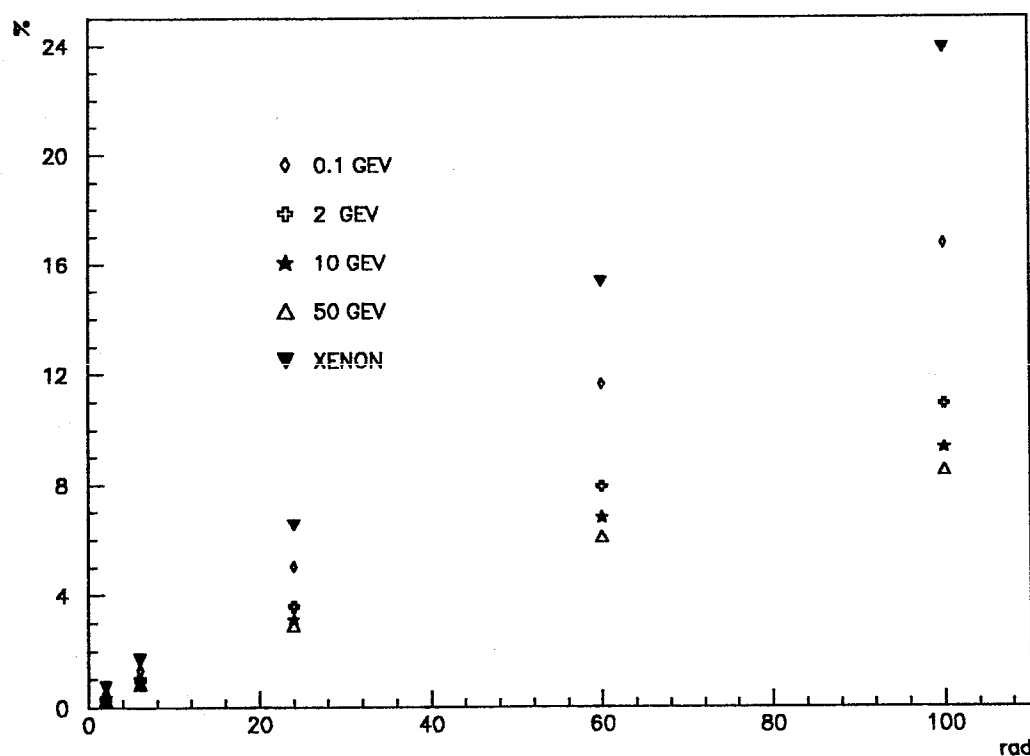


Figure 7.10: Variations des signaux en fonction de la dose absorbée par le cristal

exclu par les données, s'explique par le nombre moyen de réflexions par photon collecté plus grand pour les gerbes que pour le xénon. Par contre, une diminution de la réflectivité de 1.5 % sur la face avant uniquement produit un effet de 3.1 % sur les signaux du xénon, et seulement de 1.0 % sur ceux des gerbes. Les données de la calibration excluent également un tel scénario.

Chapitre 8

Conclusions

Un système de monitoring pour les 7680 cristaux du calorimètre électromagnétique au BGO de L3 a été construit. Ce système permettra, au LEP, de suivre et de corriger les variations relatives des gains, ainsi que de calibrer de manière absolue chaque cristal avec les événements Bhabha. Sans le concours du système xénon, la faisabilité de ce dernier point avec la meilleure précision (environ 0.5 %) reste à démontrer.

De nombreuses études préliminaires ont été menées. Elles ont consisté en des mesures en laboratoire, la construction de prototypes et leur montage sur les matrices tests du calorimètre. Ce travail préliminaire a eu pour résultat le choix de tous les paramètres du système de monitoring : lampes au xénon, faisceaux de fibres optiques primaires, mélangeurs de lumière, faisceaux de fibres secondaires pour distribuer les impulsions lumineuses aux 7680 cristaux du baril, et un ensemble de photomultiplicateurs et de photodiodes de référence indépendants du calorimètre pour étudier les effets globaux.

La stabilité du monitoring de l'intercalibration a été testée sur les deux demi-barils, lors de leur calibration en faisceau en 1987 et 1988. Pour les deux périodes de 45 jours, cette stabilité a été meilleure que 0.2 % (rms). Ces performances du système final comportant 16 lampes, 64 mélangeurs, et deux fois 7680 fibres optiques connectées aux cristaux, sont encore meilleures que celles obtenues avec un prototype du système sur la matrice test de 100 cristaux en 1986. Un aussi bon résultat n'avait jamais été atteint avec un système d'une telle dimension utilisant des impulsions lumineuses transportées par des fibres optiques. Ces résultats indiquent que le choix du principe de fibres primaires alimentant des mélangeurs de lumière, eux-mêmes suivis par les fibres secondaires individuelles des cristaux, était judicieux.

Aucun indice ne laisse supposer que la stabilité obtenue se détériore sensiblement sur de plus longues périodes. Certains problèmes rencontrés avec les photomultiplicateurs et les photodiodes de référence limitent le monitoring des calibrations absolues avec le xénon uniquement, à une semaine. Ce point ne représente pourtant pas une limitation importante, car avec la connaissance de l'intercalibration, on peut déterminer la calibration moyenne des 240 cristaux par mélangeur avec les Bhabha pendant ce laps de temps.

Des calculs de simulation de la collection des photons dans les cristaux, et de dom-

images dûs à l'exposition des cristaux aux radiations (normales ou accidentelles) du faisceau, ont montré qu'on pouvait corriger ces effets au stade de l'analyse sur la base des signaux de xénon.

Annexe B

Sondes de température

La figure ci-dessous montre le montage électrique des sondes LTN-1 et la hauteur des tensions d'entrée et de sortie en Volts.

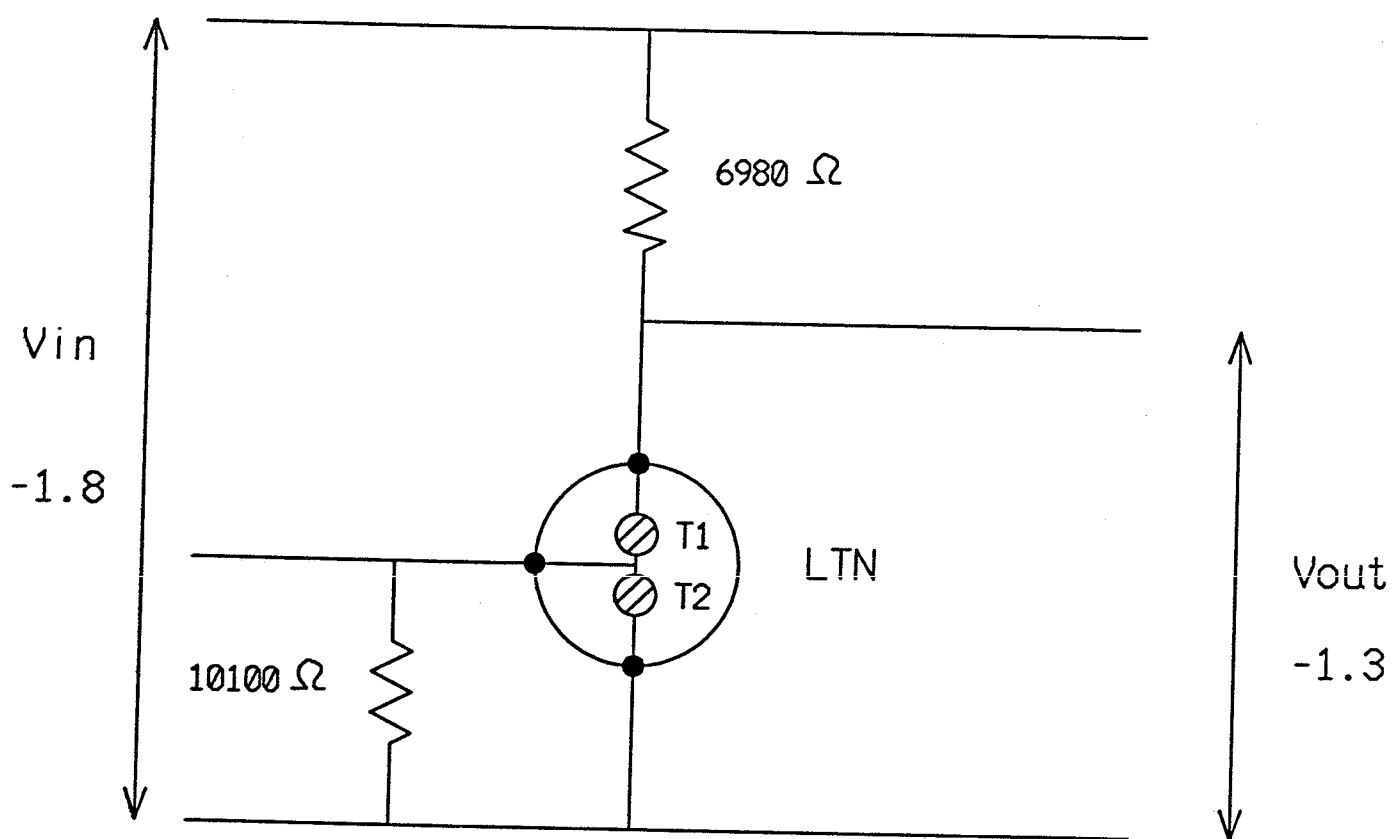


Figure B.1: Le montage des sondes de température

Annexe C

Les piédestaux du BGO

La procédure de soustraction des piédestaux du BGO n'est pas complètement triviale, plusieurs problèmes spécifiques à l'électronique du calorimètre contribuant aux erreurs sur cette opération. Les détails de ce sujet sont décrits dans [34]. Les piédestaux sont acquis à chaque run xénon avec les événements de la lampe 'virtuelle' qui donne des déclenchements sans signaux dans les cristaux (section 5.4.2). La position des pics de piédestaux est déterminée par la même procédure itérative que pour les pics de xénon (section 6.1). La forme des pics n'est pas du tout gaussienne, elle est même complètement irrégulière à cause de la non-linéarité différentielle de l'électronique de digitalisation. Pour cette raison, l'erreur purement statistique est une mauvaise estimation de l'erreur réelle. L'analyse de deux runs consécutifs a livré une estimation de l'erreur systématique, laquelle est ajoutée quadratiquement aux erreurs statistiques. L'erreur totale ainsi obtenue sur les positions des piédestaux est nettement inférieure à 0.1 % des signaux xénon. Un autre problème est celui des piédestaux négatifs : pour une raison inconnue, les distributions des valeurs de piédestaux pour plus d'une centaine de canaux de basse énergie du premier demi-baril sont partiellement ou totalement négatives, c'est-à-dire que la position du pic ne peut pas être déterminée. Ce problème a été résolu pour le second demi-baril, au prix d'une position beaucoup plus élevée des valeurs moyennes. Ces valeurs moyennes se situent pour le premier demi-baril à 1091 et 30 MeV pour les canaux de haute et basse énergie respectivement. Pour le second demi-baril, ces valeurs ont été considérablement élevées, et se trouvent à respectivement 2923 et 87 MeV. Le bruit de l'électronique (largeur des pics de piédestaux) est en moyenne de 4.6 MeV et 1.96 MeV pour les canaux des deux énergies respectivement, et ceci pour les deux demi-barils.

C.1 'Pente' des piédestaux

La valeur des signaux mesurés dans le BGO dépend du temps de déclenchement à l'intérieur du T-GATE, puisque le temps total d'intégration est variable. Pour cette raison, le temps de déclenchement de chaque impulsion est mesuré. Dans le but de minimiser

les corrections à effectuer sur la soustraction des piédestaux, les temps d'arrivée des impulsions de toutes les lampes réelles et le temps de déclenchement des piédestaux (lampe virtuelle) ont été ajustés à une valeur identique par l'intermédiaire de la flipping delay box (unité camac de délais programmables, section 5.4.2). La précision de ces ajustements est limitée par les dérives des délais programmés, de celles des délais intrinsèques des circuits de déclenchement des lampes, et par les pas discrets de 50 nanosecondes de la flipping delay box. Les variations impulsion par impulsion des temps de déclenchement individuels des lampes ne causent aucune déviation sur les positions des pics, mais uniquement un imperceptible élargissement des distributions. Une correction de premier ordre par la pente des piédestaux est nécessaire seulement en cas de variations de la différence entre le temps de déclenchement des lampes et celui des piédestaux. Cette différence est restée constante à 25 nanosecondes pour toutes les lampes et périodes. Une étude spécifique des piédestaux a été menée pour déterminer si les corrections sont nécessaires, ou au contraire si leur effet est négligeable. Des runs spéciaux ont été faits en variant les temps de déclenchement des piédestaux de ± 500 nanosecondes. Une approximation linéaire sur cet intervalle, utilisée pour corriger les données de P1 et P2, donne des limites supérieures de 0.004 % et 0.035 % pour les corrections sur les signaux de haute et basse intensité respectivement. Ces calculs permettent de conclure que les corrections dues aux pentes des piédestaux sont négligeables pour le xénon, grâce au contrôle efficace des temps de déclenchements.

C.2 L'effet 'jumbo'

Cet effet, découvert avec la matrice de 100 cristaux en 1986, consiste en une déviation de la valeur des piédestaux mesuré lorsqu'une grande intensité lumineuse totale est détectée dans les cristaux dont l'électronique de niveau 1 partage la même alimentation. Cette limite au bon fonctionnement de l'électronique est causée par le courant total tiré par tous les sample/hold de la même alimentation, qui fait baisser la tension commune, ayant pour effet une déviation du signal mesuré. L'effet a été découvert en comparant les valeurs des deux types de piédestaux existants : Les 'vrais' piédestaux, obtenus par un déclenchement sans impulsion de xénon (lampe virtuelle), et les 'faux' piédestaux. La mesure de ces derniers découle de la topologie décalée des mélangeurs et des alimentations de l'électronique. Lors d'un événement xénon, une partie des cristaux reçoit des impulsions, et l'autre pas. Les valeurs mesurées alors dans les cristaux sans impulsion de xénon sont appelées 'faux' piédestaux, et sont décalées par rapport aux vrais piédestaux. Après la découverte de l'effet dans la matrice de 100 cristaux, les experts de l'électronique ont fait des modifications aux circuits des sample/hold, ce qui a entraîné une baisse de l'effet, mais pas sa disparition. Les causes de l'effet restant ne sont toujours pas comprises. A cause de la topologie compliquée des mélangeurs par rapport aux alimentations, l'effet ne peut pas être mesuré aussi directement sur le calorimètre que sur la matrice test. L'état des connaissances phénoménologiques de l'effet résiduel est le suivant :

- l'effet est le même dans tous les canaux de la même alimentation

- la déviation dépend de la somme des hauteurs d'impulsion des canaux appartenant à la même alimentation.

Un modèle est développé dans [34], et prédit que la stabilité du système xénon n'est probablement pas limitée par l'effet jumbo pour la basse intensité, et que l'effet est sans doute négligeable pour la haute intensité.

Bibliography

- [1] *Physics at LEP* CERN 86-02 février 1986
- [2] L3 collaboration *L3 Technical Proposal* mai 1983
- [3] L3 collaboration *The Construction of L3* avril 1985
- [4] M. J. Weber et R. R. Monchamp *Luminescence of $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$: Spectral and decay properties*. Journal of applied physics 44, 5495 (1973)
- [5] G. Blamar et al. *Bismuth Germanate, a novel material for electromagnetic shower detectors*. Proc. of EPS Int. Conf. on High Energy Physics Lisbon 1981
- [6] F. Rogemond et al. *Fluorescence Properties of $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO) Single Crystals under Laser Excited State Dynamics and Saturation Effects*. Journal of Luminescence 33(1985) 455
- [7] H. Ma et al. *Calibration of the L3 BGO Electromagnetic Calorimeter with a Radiofrequency Quadrupole Accelerator*. CALT-68-1497
- [8] P. Lebrun *Contribution à l'étude du calorimètre électromagnétique à cristaux de Germanate de Bismuth de l'expérience L3 sur LEP*. (thèse de doctorat) Université Claude Bernard Lyon-1 (1986) LYCEN-TH 8626
- [9] Groupe de Lyon *Front End Electronics for the BGO Detector* CERN/EP/L3 395 (1985)
- [10] J. Bakken et al. *Study of a BGO Calorimeter Using Electron and Hadron Beams from 1 to 50 GeV* Nuclear Instrument and Methods 228 (1985) 294
- [11] P. Kaaret *Calibration of a large BGO Electromagnetic Calorimeter* Ph D Thesis Princeton juin 1989
- [12] J. Bakken et al. *Performance of a Prototype BGO Calorimeter in an Electron Beam from 2 to 50 GeV* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A254 (1987) 535
- [13] J. Bakken et al. *Study of the Energy Calibration of a High Resolution E.M. Calorimeter* CERN-EP/89-16
- [14] J. Bakken et al. *High Energy Cosmic Muons and the Calibration of the L3 Electromagnetic Calorimeter* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A275 (1989) 81

- [15] M. Chemarin et M. El Kacimi *Calibration of BGO Crystals with Cosmic Rays* CERN-L3/88-621 Novembre 1988
- [16] J. Bakken et al. *Ionization Loss in BGO* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A270 (1988) 397
- [17] C. Laviron et P. Lecoq *Radiation Damage of Bismuth Germanate Crystals* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 227 (1984) 45
- [18] P. Lecoq communication privée
- [19] C. Laviron et P. Lecoq *BGO Spectrophotometer* CERN/EF non daté
- [20] D. Goujon *Mesure du Spectre Xénon dans le Moniteur à Fibres Optiques du Calorimètre au BGO de l'Expérience L3* (travail de diplôme) Université de Genève juillet 1988
- [21] J. Wenninger *Un Système de Référence pour le Moniteur à Fibres Optiques du Calorimètre au BGO de l'expérience L3* (travail de diplôme) Université de Genève avril 1987
- [22] C. Cochet et al. *The Central Electromagnetic Calorimeter of UA1* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A243 (1986) 45
- [23] A. Drescher et al. *Calibration and Monitoring of the ARGUS Shower Counters* DESY 86-019 (1986)
- [24] T. Sumiyoshi et al. *Performance of the VENUS Lead-Glass Calorimeter at Tristan* KEK Preprint 87-120 (1987)
- [25] *Proceedings of the Calorimeter Calibration Workshop* Fermilab April 29-30, 1983
- [26] M. Bourquin et al. *A Fast and Economical Front-End Processor* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A239 (1985) 562
- [27] *Photomultiplicateurs* Radiotechnique Compelec. Paris 1981
- [28] J.M. Schonkeren *Photomultipliers* Philips application book. Eindhoven 1970
- [29] *Photomultiplier Tubes* Catalogue Hamamatsu 1983
- [30] B. Leskovar *Photomultiplier Characteristics Considerations for the Deep Underwater Muon And Neutrino Detection System* LBL-10547 Preprint février 1980
- [31] W. Budde *Ageing of S-10 Photocathodes* Applied Optics Vol 12 No 9 septembre 1973
- [32] *Electron Tubes* Philips book T9 1987
- [33] W. Ruckstuhl *Stability of the BGO Intercalibration from the Xenon System L3* BGO mémo 649 mars 1989
- [34] W. Ruckstuhl *Pedestals in BGO* Documentation interne du Groupe BGO Genève février 1989
- [35] W. Ruckstuhl *Check of Fitting Procedures in Banana* Documentation interne du Groupe BGO Genève septembre 1988

- [36] R.Y. Zhu communication privée
- [37] Les constantes de calibration des 7680 cristaux utilisées ont été calculées par le Laboratoire d'Annecy de Physique des Particules (LAPP). S. Rosier communication privée
- [38] *Proposal for an Electron Positron Collider for Heavy Flavour Particle Physics and Synchrotron Radiation* PSI PR-88-09
- [39] F. Rayo *Etude des réactions $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ et $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ pour la calibration des cristaux de BGO du calorimètre électromagnétique de l'expérience L3 au CERN et pour la mesure de la luminosité du LEP* (travail de diplôme) Université de Genève mars 1989
- [40] C. Dionisi Réunion interne du groupe BGO juin 1988
- [41] J. Schwenke *Nachweis von Szintillationslicht aus BGO-Kristallen* Diplomarbeit Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule juin 1987

